

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELENDE TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN

SAMENHANGENDE MET DE PRODUCTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

REDACTIE: NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN, EINDHOVEN

INDUCTIEVE ANTENNES IN MODERNE OMROEPONTVANGERS

I. HISTORISCH OVERZICHT EN ALGEMENE BESCHRIJVING

II. TECHNISCHE BESCHOUWINGEN MET BETREKKING TOT INDUCTIEVE ANTENNES

door H. BLOK en J. J. RIETVELD.

621.396.677.5:621.396.62

*Toen de omroepontvanger het amateursstadium ontcassen was en een grote verspreiding begon te vinden, was een van de problemen waarvoor men kwam te staan, het antennevraagstuk. In de grote steden, waar een groot deel van de mensheid als het ware in lagen opeengestapeld woont, zag men op de daken hele wouden van antennes verrijzen. Ter bestrijding van deze weinig fraaie vegetatie heeft men o.a. de oplossing gezocht in een systeem waarbij één antenne, via een hoogfrequentieversterker, een groot aantal ontvangtoestellen voedt *).*

Dat intussen de gewone dakantenne (televisie-antennes blijven hier buiten beschouwing) grotendeels is verdwenen, vindt meer zijn oorzaak in het feit dat tegenwoordig een talrijk publiek genoeg neemt met een kleine, in de kamer uitgespannen, antenne. Dank zij de grote gevoeligheid van de moderne toestellen, is de met zulk een kamerantenne verkregen ontvangst redelijk van sterkte, doch men heeft maar al te dikwijls zeer veel last van plaatselijke storingen. Reeds van vóór 1940 dateert het inzicht dat een goed geconstrueerde inductieve antenne (raamantenne) voor storingen relatief veel minder gevoelig is dan een (capacitieve) kamerantenne. De laatste jaren nu is men op grote schaal ertoe overgegaan ontvangtoestellen te fabriceren waarin één of meer inductieve antennes zijn gemonteerd. De ontwikkeling van het materiaal Ferroxcube is hierbij van grote betekenis geweest.

Het onderstaande artikel geeft in het eerste deel een algemeen overzicht van de ontwikkeling der inductieve antenne. Het tweede deel gaat nader op enige technische details in.

I. HISTORISCH OVERZICHT EN ALGEMENE BESCHRIJVING

Voordelen van een inductieve antenne boven een capacitieve antenne

Wanneer men nagaat welke ontwikkeling de normale omroepontvanger de laatste 15 jaar heeft doorgemaakt, dan valt wel in de eerste plaats op dat de technologie van de onderdelen hierbij een voorname plaats inneemt. Door verfijning van de fabricagemethodes en het gebruik van nieuwe materialen is men erin geslaagd vele onderdelen kleinere afmetingen te geven en ze goedkoper en dikwijls in betere kwaliteit te fabriceren.

Vooral het gebruik van het magnetische materiaal Ferroxcube heeft hiertoe bijgedragen. Niet alleen

is het hierdoor gelukt goede hoog- en midden-frequentietransformatoren van kleine afmetingen te maken ¹⁾, maar ook heeft het ertoe geleid dat raamantennes tot onderdeel van het radio-toestel zijn geworden.

Verschillende aspecten van de raamantenne zijn reeds in de loop der jaren in dit tijdschrift ter sprake gekomen. Zeer bekend is de toepassing van het richtingseffect, hetzij voor plaats- of koersbepaling van schepen en vliegtuigen ²⁾, hetzij ter vermindering van storing door ongewenste zenders ³⁾.

¹⁾ W. Six, Enkele toepassingen van Ferroxcube, Philips techn. T. 13, 317-328, 1951.

²⁾ Zie bijv. Philips techn. T. 2, 184-190, 1937.

³⁾ P. Cornelius en J. van Slooten, Installaties voor verbeterde omroepontvangst, Philips techn. T. 9, 55-64, 1947.

*) J. van Slooten, Een gemeenschappelijk antennesysteem, Philips techn. T. 1, 245-250, 1936.

Voor het meten van de veldsterkte van niet te korte golven is de raamantenne ideaal ⁴⁾, omdat ze zeer goed reproduceerbare resultaten geeft en omdat de effectieve hoogte ervan nauwkeurig te berekenen is.

Wanneer een dergelijke antenne wordt gebruikt bij omroepontvangers, dan is de doelstelling niet het bepalen van de richting der zenders, en nog minder het opwekken van een nauwkeurig reproduceerbare signaalspanning aan de ingang van de ontvanger, maar wel het verkrijgen van een storingsvrije ontvangst. Onder storingen verstaan we hier niet in de eerste plaats de storingen veroorzaakt door andere zenders, maar vooral de storingen afkomstig van vonkende motoren, schakelaars, enz. Zoals Cornelius heeft aangetoond ⁵⁾, is een raamantenne minder gevoelig voor laatstgenoemde storingen dan een gewone, capacitieve, antenne met dezelfde effectieve hoogte. De verklaring van dit

sterkte E (uitgedrukt in volt per meter) $4\pi c \cdot 10^{-7} \approx 120 \pi$ maal zo groot als de magnetische veldsterkte H (in ampère per meter); c is de lichtsnelheid (in m/s). Aangezien een capacitieve antenne reageert op de elektrische component van het stralingsveld, een inductieve antenne daarentegen op de magnetische component, zal het duidelijk zijn dat een plaatselijke storingsbron slechts dan op beide antennes dezelfde storende werking heeft indien de elektrische en de magnetische veldsterkte van de storing eveneens een onderlinge verhouding $E/H = 120 \pi$ bezitten. Nu blijkt echter, althans voor golven langer dan 200 m, de verhouding E/H voor de nabije storingsbronnen meestal veel groter dan 120π te zijn. Een inductieve antenne vangt derhalve naar verhouding veel minder van deze storingen op dan een capacitieve antenne.

Uit het bovenstaande volgt dat het ongunstig is indien de inductieve antenne tevens min of meer



Fig. 1. Het Philips luxe-ontvangtoestel 902 A, van het jaar 1939, met een draaibare raamantenne, die uit één winding bestaat.

verschijnsel is, in het kort samengevat, de volgende. Ontvangt men een zender waarvan de afstand groot is ten opzichte van de golflengte, dan bevindt de ontvangantenne zich in het zg. stralingsveld van de zender. In dit veld staan de sterkten van het elektrische en het magnetische wisselveld ter plaatse van de ontvangantenne in een bepaalde onderlinge verhouding, en wel is de elektrische veld-

fungeert als capacitieve antenne, of, zoals men het gewoonlijk uitdrukt, indien ze „antenne-effect” vertoont. Middelen ter bestrijding van dit effect zijn reeds in dit tijdschrift beschreven ⁶⁾, en wel: symmetrische constructie (midden van de inductieve antenne geaard), elektrische afscherming, en vermindering van het aantal windingen. Het eerste middel alleen is niet afdoende, omdat symmetrie in de praktijk niet in voldoende mate te verwezenlijken is, het tweede heeft het bezwaar dat de af-

⁴⁾ M. Ziegler, Een gevoelige registrerende veldmeter, Philips techn. T. 2, 216-223, 1937.

⁵⁾ P. Cornelius, De gevoeligheid van antennes voor plaatselijke storingen, Philips techn. T. 6, 307-313, 1941.

⁶⁾ P. Cornelius, Het antenne-effect bij ontvangtoestellen met raamantenne, Philips techn. T. 7, 65-73, 1942.

scherming de nulcapaciteit aanzienlijk vergroot (zodat men met een gewone afstemcondensator nog maar een klein golfgebied bestrijkt), maar het derde is zeer effectief. Dat vermindering van het aantal windingen n gunstig moet zijn, is duidelijk indien men weet dat het antenne-effect evenredig is met de zelfinductie van de antenne, dus met n^2 , terwijl de door het magnetische wisselveld geïnduceerde spanning evenredig is met n . Dit inzicht heeft Cornelius destijds geleid tot de constructie van een raam met slechts één winding⁶⁾. Dit raam heeft toepassing gevonden in het Philips ontvangtoestel type 902 A (fig. 1). Dit luxetoestel is in 1939 in de handel gekomen en kan worden beschouwd als de voorloper van de huidige toestellen met raamantenne.

De factoren die tot de algemene invoering van inductieve antennes in omroepontvangers voor aansluiting op het net⁷⁾ hebben gevoerd, zijn de volgende:

- a) Het gebruik van elektrische toestellen van allerlei aard neemt voortdurend toe, met als gevolg toeneming van de netstoringen.
- b) De concentratie van de bevolking in de grote steden neemt eveneens toe, er komen dus relatief meer radiotoestellen in een sterk gestoorde omgeving te staan.
- c) In vele plaatsen heeft de overheid beperkende bepalingen uitgevaardigd ten aanzien van de aanleg van antennes op de daken. Dit werkt het gebruik van (capacitieve) kamerantennes in de hand. Weliswaar kan men op een kamerantenne verscheidene omroepzenders met behoorlijke sterkte ontvangen (dank zij de grote gevoeligheid van de ontvangers en het aanzienlijke vermogen van de zenders), maar wat de storingsvrijheid aangaat, laat een kamerantenne dikwijls veel te wensen over.
- d) Kleine ontvangers, met afmetingen van ca. 18 bij 28 bij 14 cm, zijn snel populair geworden, mede dank zij de gemakkelijke verplaatsbaarheid; maar daartoe is een voorwaarde dat het toestel niet door een antenne-aansluiting aan een bepaalde plaats is gebonden.
- e) De frequentieverdeling in het middengolfgebied volgens het Plan van Kopenhagen (1950) is nog niet door alle landen aanvaard, met als gevolg dat verscheidene zenders, vooral 's avonds, elkaar storen. Voor het vermijden van zulke storingen kan het richtingseffect van inductieve antennes van pas komen.

Ontwikkelingsgang in Amerika en in Europa

Gaan wij aan de hand van bovengenoemde factoren na hoe de inductieve antenne zich heeft ontwikkeld, dan blijkt dit in verschillende landen langs verschillende wegen te zijn gebeurd. Nadat in Nederland het reeds genoemde toestel 902 A, voorzien van een goed eenwindingsraam, op de markt was verschenen, heeft het nog jaren geduurd voordat dit principe verder in praktijk werd gebracht. Oorzaken hiervan waren de onderbreking van de ontwikkeling door de oorlog, voorts de te duur geachte constructie, alsmede het feit dat het raam, dat aan één zijde van de kast draaibaar was aangebracht (fig. 1), het uiterlijk niet verfraaide en de plaatsingsmogelijkheid van het toestel beperkte, wgens de ruimte die voor het draaien nodig is.

Het is merkwaardig dat juist een ontvangtoestel in de laagste prijsklasse, naar we aanstonds zullen zien, een belangrijke stoot tot de verdere ontwikkeling heeft gegeven. De afmetingen van dit type toestel waren klein en het gewicht was gering, doordat de voeding van de buizen rechtstreeks uit het net geschiedde, zonder tussenschakeling van een transformator. Deze eigenschappen maakten dat het toestel overal waar een netaansluiting was, gemakkelijk geplaatst kon worden, mits zich in het toestel zelf een antenne bevond.

In Amerika, waar zulke toestellen reeds eerder populair waren geworden (verkoopprijs destijds \$ 10 tot \$ 15), waren zij uitgerust met een raamantenne. Door de spoel van de eerste afgestemde kring uit te voeren als een vrij grote schijf en deze op de achterwand van het toestel te plakken, verkreeg men een raamantenne van zeer eenvoudige constructie, bij uitstek geschikt voor massafabricage. Deze vorm van raamantenne voldeed goed in de Amerikaanse kleine ontvangers, en ook nu nog maakt men er op ruime schaal gebruik van.

Bij de ontwikkeling van deze kleine ontvangers in Europa echter bleek het niet wenselijk de Amerikaanse vorm van raamantenne ongewijzigd over te nemen, en wel wgens de typische verschillen tussen Amerika en Europa op omroepgebied. In Amerika bestaat wel een uitgebreid net van middengolfzenders (waarvan er vele hetzelfde programma uitzenden), maar langegolfomroepzenders zijn er niet. De Amerikaanse ontvangers zijn dan ook alleen ingericht voor het ontvangen van middengolven. Europese ontvangers daarentegen moeten ook lange golven kunnen ontvangen. Hier komt nog bij dat in Europa voorzieningen voor de ontvangst van korte golven eveneens wenselijk worden geacht — deels omdat in Europa zelfs de kleinste ontvanger nog relatief duur is en men er diensgevolge ook

⁷⁾ Toestellen voor voeding uit batterijen blijven hier buiten beschouwing, omdat daarvoor andere overwegingen gelden.

meer eisen aan stelt, deels ook met het oog op de emigratie: emigranten nemen gaarne een toestel mee waarmee zij met hun oude vaderland in contact blijven, en de achterblijvende familie gaat belangstellen in uitzendingen uit het immigratieland.

Wil men een klein toestel met raamantenne de drie genoemde golfgebieden laten bestrijken, dan krijgt men de beste resultaten indien men ieder golfgebied zijn eigen raam geeft. Zo zou men dus komen tot constructies met drie raamantennes in één toestel. De gedrongen bouw van het geheel maakt het onvermijdelijk dat de drie ramen met elkaar zijn gekoppeld. Dit brengt o.a. mee dat bij afstemming op een middengolfstation het langegolfraam met zijn eigen capaciteit een parasitaire absorptiekring vormt en dus verliezen introduceert. Tracht men dit te vermijden door in dit geval het langegolfraam parallel te schakelen met het middengolfraam, dan komen ook de beide eigen capaciteiten parallel te staan en wordt de totale eigen capaciteit in het middengolfgebied zo groot dat met een normale afstemcondensator niet meer het gehele gebied bestreken kan worden.

In het bijzonder is dit het geval wanneer de eigen capaciteit toch al groot was als gevolg van elektrische afscherming van de raamantenne. Zoals gezegd, is zulk een afscherming wenselijk ter vermindering van de gevoeligheid voor storingen (zie het artikel ⁶⁾). Dit geldt vooral voor de langegolfontvangst ⁸⁾. Ook in dit opzicht is dus de situatie voor kleine ontvangers in Europa ongunstiger dan in Amerika.

Als gevolg van deze moeilijkheden kwam voor kleine Europese toestellen de Amerikaanse constructie niet in aanmerking. Evenmin was dit het geval met het eenwindingsraam, daar dit een transformator nodig maakt die toentertijd een te kostbaar onderdeel was. Men was voor deze toestellen dus aangewezen op het gebruik van een kleine capacatieve antenne. Deze werd, in de vorm van een strook metaal of gemetalliseerd papier, aan de binnenkant van de kast bevestigd en deed dienst voor de drie golfgebieden („Philetta” 209 U). De ervaringen met deze antenne hebben duidelijk aangetoond in hoeverre het antenne-effect bij raamantennes invloed heeft op de ontvangst van netstoringen. In dit opzicht zijn de twee systemen namelijk vrijwel gelijk ⁵⁾ (fig. 2); bij de zojuist besproken kleine Amerikaanse toestellen bleek de capacatief ontvangen component van de betrokken raamantennes ongeveer even groot te zijn als die

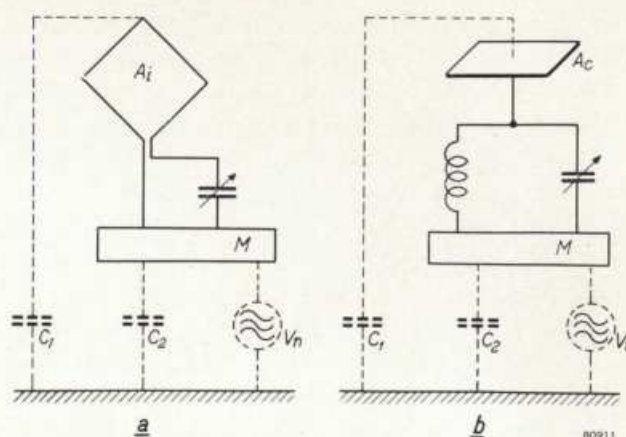


Fig. 2. Schematische voorstelling van (a) toestel met inductieve antenne (A_i), (b) toestel met capacatieve antenne (A_c). C_1 capaciteit antenne-omgeving. C_2 capaciteit chassis-aarde. V_n storingsbron. M montageplaat.

van de genoemde capacatieve antenne (capaciteit ca. 12 pF).

De praktische resultaten die men met deze ontvangers, voorzien van een kleine capacatieve antenne, verkreeg, waren als volgt;

- in het kortegolfgebied verrassend goed, vrijwel geen netstoringen;
- in het middengolfgebied ongeveer dezelfde ontvangst als met de kleine Amerikaanse toestellen met (niet-afgeschermd) raamantenne: 's avonds zeer goed, overdag bij het luisteren naar verafgelegen zenders echter een vrij hoog, op ruis gelijkend, storingsniveau;
- op lange golven over het algemeen te veel storingen; in de grote storingscentra ontvangst zelfs vrijwel onmogelijk, tenzij de veldsterkte van de gewenste zender zeer groot was.

Zoals in fig. 3 schematisch is voorgesteld, zijn de netstoringen te verdelen in storingen die duidelijk

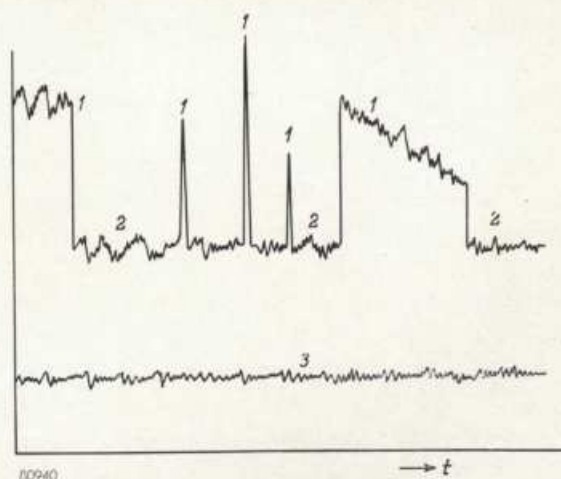


Fig. 3. Verschillende stoorspanningen als functie van de tijd (schematisch). 1 storingen afkomstig van vonkende motoren, schakelaars, enz. 2 continue storingen, van dikwijls onbekende herkomst. 3 ruis.

⁵⁾ L. Blok, Bestrijding van radiostoringen, Philips techn. T. 4, 249-256, 1939.

als zodanig moeten worden beschouwd (afkomstig van stofzuigers, schakelaars, enz.), en in een vrijwel continu spectrum van ondefinieerbare storingen, van niet met zekerheid bekende herkomst, op een meestal lager niveau. Dit storingsspectrum, dat zoëven onder (b) werd bedoeld, heeft veel overeenkomst met het bekende ruisen, zo zelfs dat het enige moeite kost de beide verschijnselen op het gehoor te onderscheiden. Het storingsspectrum klinkt „brokkeliger” dan het echte ruisen en de intensiteit ervan neemt af met toenemende frequentie⁸⁾.

Verder heeft men waargenomen dat buiten dichte bevolkingscentra de incidentele storingen wel duidelijk zwakker zijn dan in deze centra, maar dat het aaneengesloten storingsspectrum zelfs in een omgeving zonder aanwijsbare storingsbronnen nog in aanzienlijke mate aanwezig kan zijn.

„Philetta” toestel met eenwindingsraam

Om de ontvangst in het midden- en langegolgebied te verbeteren, is in 1949 een ontvangtoestel (BX 290 U, ook in de „Philetta” klasse) ontwikkeld dat van een eenwindingsraam was voorzien. Dus ongeveer 10 jaar nadat het eenwindingsraam in het luxetoestel 902 A was ingevoerd, kwam het terug in een toestel van de laagste prijsklasse. Deze merkwaardige gang van zaken is een typisch voorbeeld van het feit dat principieel goede oplossingen jarenlang kunnen blijven liggen, tot de juiste technologische uitvoering is gevonden. Wegens de geringe zelfinductie van het eenwindingsraam is een omhoogtransformerende transformator nodig als schakel tussen het raam en de afstemcondensator van de eerste kring (fig. 4). Bij de 902 A was deze transformator een vrij kostbaar onderdeel, maar door als kern een stift van Ferroxcube te gebruiken⁹⁾, heeft men de afmetingen, en daarmee de prijs, drastisch weten te reduceren. Pas daardoor heeft de storingsvrije raamantenne met weinig windingen zich in de toestellen van lagere prijsklassen een plaats weten te verzekeren.

In de BX 290 U is het raam uitgevoerd als een strook aluminium, gebogen rondom het chassis (fig. 5). De kleine afmetingen van het toestel maken dat dit in zijn geheel gemakkelijk draaibaar is, zodat het niet nodig was de raamantenne afzonderlijk draaibaar uit te voeren; dit vereenvoudigde de constructie natuurlijk aanmerkelijk. Duidelijk blijkt uit fig. 5 dat het raam een onderdeel van het chassis is geworden. Het midden van het raam is stevig op de montageplaat vastgeschroefd, in hoofdzaak

voor de mechanische bevestiging en pas in de tweede plaats ter vermindering van het toch al geringe antenne-effect (zie¹⁰⁾).

De korte golven worden ontvangen met een kleine capacitieve antenne (metalen plaat binnen in het toestel), die, zoals vermeld, in dit golfgebied zeer bevredigend werkt.

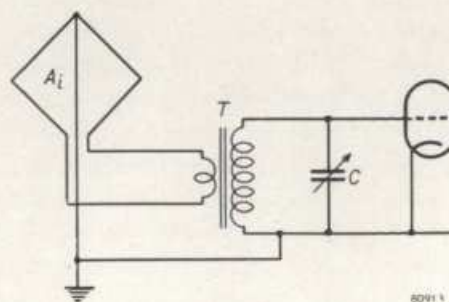


Fig. 4. A_i raamantenne van één winding. T omhoogtransformerende transformator. C afstemcondensator.

Moderne inductieve antennes

Raamantennes met weinig windingen in grotere toestellen

Toen het eenwindingsraam in de kleine toestellen een succes was gebleken, lag het voor de hand het ook in grotere toestellen te gaan gebruiken. De eerste proeven hiermee leidden evenwel tot een teleurstelling: bij afstemming op matig sterke zenders bleek een veel sterkere, op ruis gelijkende, storing op te treden dan bij toestellen van het genre „Philetta”, ondanks de grotere oppervlakte van het raam in het grotere toestel.

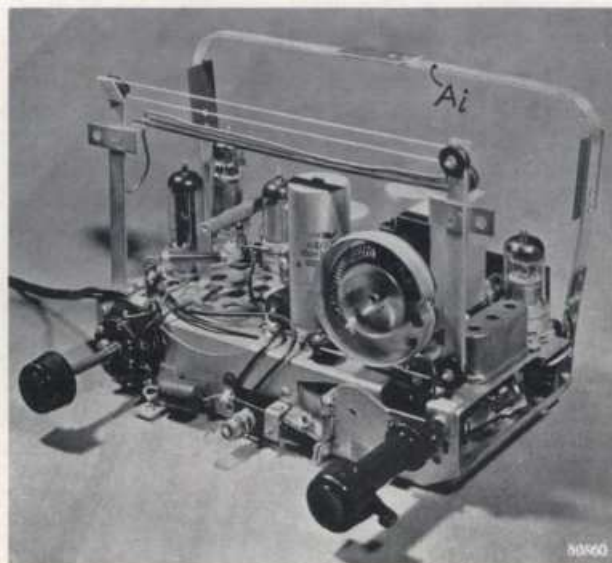


Fig. 5. Chassis van de ontvanger „Philetta” BX 290 U, uit het jaar 1949. A_i eenwindingsraam, bestaande uit een strook aluminium.

⁹⁾ Opgemerkt zij dat al in 1946 Ferroxcube voor dit doel op kleine schaal is gebruikt; zie blz. 63 van het artikel³⁾.

De oorzaak van deze storing was de voedings-transformator. Deze is in de kleine toestellen niet aanwezig, maar wordt om allerlei redenen in grotere toestellen wel noodzakelijk geacht. Het bleek nu dat de voedingstransformator een magnetisch storings-spectrum in het raam induceert zodra de primaire wikkeling op het net is aangesloten. Aangezien de transformator uit verscheidene lagen van windingen bestaat, en al deze lagen inductief en capacitief met elkaar zijn gekoppeld, bevat de transformator een groot aantal trillingskringen. Daaronder zijn er vele met een resonantiefrequentie in het omroep-gebied. Als de transformator op het net is aangesloten, worden de kringen op de een of andere wijze aangestoten (ook nog wanneer tussen net en transformator een filter is geschakeld dat de hoge frequenties onderdrukt), zodat ze gaan trillen in hun eigen frequentie. Het resultaat is een vrijwel continu storingsspectrum, waarvan de amplitude met hoger wordende frequentie afneemt. De grootste last wordt dus ondervonden in het langegolfgebied.

Een afdoend middel tegen deze storing bestaat in het aanbrengen van een kortgesloten koperen strook om de gehele transformator heen (fig. 6). De strook werkt als kortsluitwinding voor het spreidingsveld van de transformator.

Na de invoering van de kortsluitwinding bleef voor de grotere toestellen nog het probleem van het richtingseffect bestaan. Daar verreweg de voor-

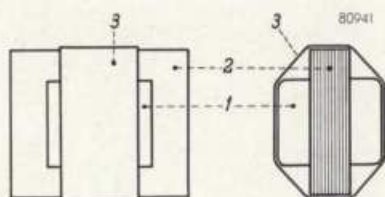


Fig. 6. Voedingstransformator (1 spoel, 2 kern), voorzien van een kortgesloten koperen strook (3), die voorkomt dat het lekveld van de transformator een stoorspanning in het raam induceert.

naamste reden waarom in een ontvanger-toestel een inductieve antenne wordt aangebracht, het verminderen van netstoringen is, is het richtingseffect meer te beschouwen als een hinderlijke dan als een gunstige eigenschap. Na het afstemmen op een bepaalde zender is dan immers soms nog een handeling nodig: het richten van de antenne, namelijk indien deze tevoren toevallig in een ongunstige stand stond. Een buiten de kast aangebracht en ten opzichte van het toestel draaibaar raam, zoals de 902 A had (fig. 1), werd geen aanmerkelijke constructie geacht, en draaien van het gehele toestel, dat nog wel aanvaardbaar is bij een klein toestel, is dit niet bij een groot.

De oplossing is gevonden door het toestel te voorzien van twee vaste raamantennes, die een zekere hoek met elkaar maken (fig. 7) en waarbij een schakelaar behoort waarmee men van het ene

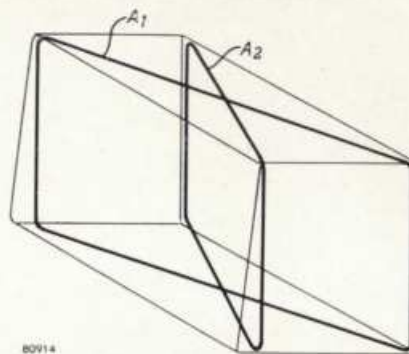


Fig. 7. Wijze waarop twee elkaar kruisende raamantennes (A_1 , A_2) in een radiokast worden gemonteerd.

raam op het andere kan overschakelen. Men kiest nu eenvoudig dat raam dat van de gewenste zender de beste ontvangst geeft. Deze methode wordt toegepast o.a. in het toestel type BX 430 A-10 (fig. 8).

De hoek tussen de twee ramen hoeft maar klein te zijn, zoals in het tweede gedeelte van dit artikel zal worden aangetoond.

Elk van de ramen bestaat hier uit twee windingen. Dit heeft de volgende reden. In de raamketen zelf bevinden zich schakelcontacten (voor het overschakelen van het ene raam op het andere, en van middengolven op lange golven). De overgangsweerstand hiervan — hoewel slechts enige mΩ per contact — zou bij een eenwindsraam de kwaliteitsfactor van de raamketen al aanmerkelijk drukken; bij een tweewindsraam, met grotere zelfinductie en weerstand, is de invloed van de overgangsweerstand te verwaarlozen, en de gevoeligheid voor storingen nog niet noemenswaard toegenomen.

Zowel de twee- als de eenwindsramen vallen in de categorie „ramen met lage impedantie”, in tegenstelling met de hieronder te bespreken Ferroxcube-antennes.

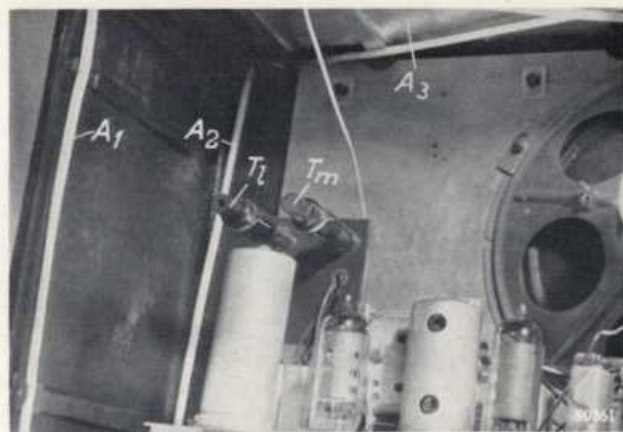


Fig. 8. Het inwendige van het toestel BX 430 A-10. De twee elkaar kruisende raamantennes (A_1 , A_2 , elk hier twee windingen) zijn gedeeltelijk te zien. T_1 transformator voor lange golven, T_m idem voor middengolven, beide met een kern van Ferroxcube. A_3 plaatvormige capacitieve antenne voor korte golven.

Ferroxcube-antennes (ferroceptors)

Een ander type inductieve antenne, waarbij Ferroxcube een nog belangrijker functie heeft dan bij het raam met weinig windingen, bestaat uit een spoel die op een staaf Ferroxcube is gewikkeld. Men kan hier met een spoel van 6 tot 15 mm middellijn volstaan. Dit is te danken aan de grote permeabiliteit van het Ferroxcube, waardoor de magnetische flux van een groot gebied als het ware in de staaf wordt geconcentreerd, zie fig. 9.

Zonder tussenkomst van een transformator vormt de spoel met een afstemcondensator de eerste trillingskring; de spoel heeft dus een veel grotere impedantie dan een raam van één of twee windingen.

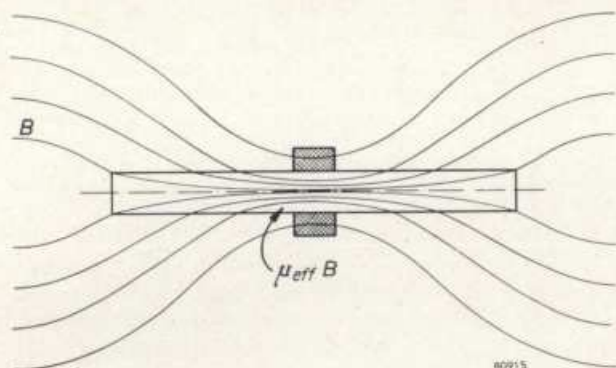


Fig. 9. Een staaf Ferroxcube concentreert een uitwendig magnetisch veld met inductie B tot een veld met inductie $\mu_{\text{eff}} B$ in het midden van de staaf.

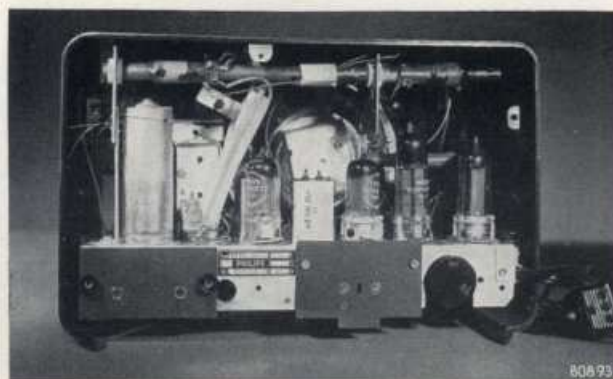


Fig. 10. Toestel BX 221 U-10, met een langegolf- en een middengolfspoel op één staaf Ferroxcube (ferroceptor).

De vorm van de spoel rechtvaardigt hier de naam „raam” niet meer; daarom gebruiken we liever de naam Ferroxcube-antenne of ferroceptor.

Ferroxcube-antennes zijn in Europa het eerst op grote schaal gefabriceerd bij „La Radiotechnique” te Suresnes. Nadat zij in Frankrijk zeer gunstig waren ontvangen, zijn zij ook in andere landen geïntroduceerd; Philips gebruikt in de kleine ontvanger BX 221 U-10, die voor lange en middengolven is ingericht, één staaf Ferroxcube, die vast in het toestel is gemonteerd (fig. 10) en waarop een langegolf- en een middengolfspoel zijn aangebracht. Het iets grotere toestel BX 321 A-10 heeft twee vaste staven, één voor lange golven en één voor middengolven, en bovendien een plaatvormige

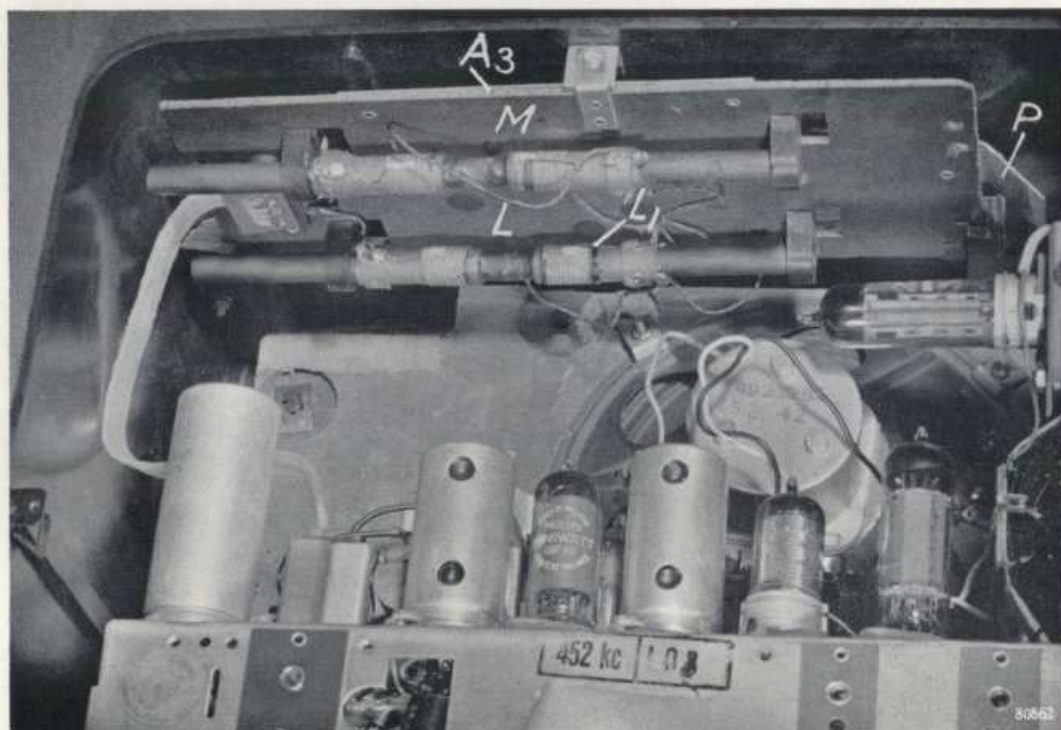


Fig 11. Het toestel BX 321 A-10 heeft afzonderlijke staven Ferroxcube voor lange golven (L) en middengolven (M). Op lange golven wordt het antenne-effect gecompenseerd met behulp van de compensatiespoel L_1 en de verbuigbare plaat P (vgl. fig. 13).

capacitieve antenne voor korte golven (fig. 11). In grote toestellen, zoals de BX 632 A en de BX 633 A, zijn de twee staven door middel van een knop draaibaar in een horizontaal vlak (fig. 12).

Men zal zich wellicht afvragen hoe het hier gesteld is met het antenne-effect, daar de spoel uit vrij veel windingen bestaat. Een gunstige omstandigheid is dat de afmetingen van de spoel klein zijn en dat dus de capaciteit ten opzichte van de omgeving gering is. Ter verdere vermindering van capacitieve ontvangst komen, zo nodig, de volgende maatregelen in aanmerking: compensatie van het antenne-effect en elektrische afscherming.

Fig. 13 laat zien hoe het antenne-effect kan worden gecompenseerd. Een storingsbron V_n in de netleiding verwekt via de capaciteit C_a van de ferroceptorspoel L een stoorspanning. Men kan deze spanning compenseren door middel van een tweede spoel, L' , die met L is gekoppeld en een capaciteit

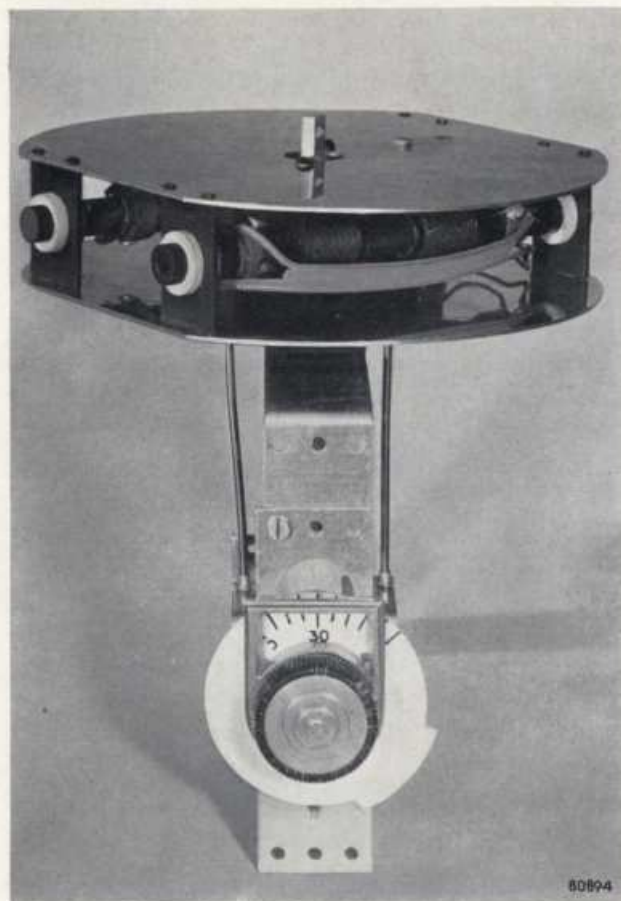


Fig. 12. Twee draaibare Ferroxcube-antennes (lange golven en middengolven). Bij sommige toestellen (bijv. BX 632 A en 633 A) is de uitvoering zodanig dat in de nulstand van de knop het toestel kan werken op een capacitieve (buiten-) antenne. Draait men de knop rechtsonder, dan wordt deze antenne afgeschakeld en de schaal waarop de stand van de Ferroxcube-antennes is af te lezen, verlicht, ten teken dat men nu uitsluitend via de Ferroxcube-antennes ontvangt. (Bij nieuwere uitvoeringen dan de afgebeelde bestaat deze schaal meer dan 180° .)

C_a' ten opzichte van de omgeving heeft; bij juiste keuze van C_a' loopt door L' een zodanige stroom dat deze in L een spanning induceert die de eerstgenoemde stoorspanning opheft.

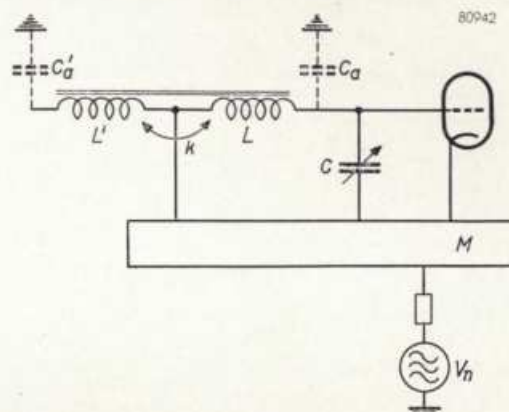


Fig. 13. Schakeling ter compensatie van het antenne-effect van een Ferroxcube-antenne L .

L' = met L gekoppelde compensatiespoel (L_1 in fig. 11). C_a en C_a' = capaciteit van L resp. L' ten opzichte van de omgeving. Bij juiste keuze van C_a' en van de koppelingscoëfficiënt k ontstaat over de afstemcondensator C geen stoorspanning (storingsbron V_n). M montageplaat.

Verhouden de aantallen windingen van L' en L zich als $p : 1$, en is k de koppelingscoëfficiënt tussen de twee spoelen, dan is (met een kleine verwaarlozing) de voorwaarde voor compensatie:

$$k = -\frac{1}{p} \cdot \frac{C_a}{C_a'}$$

Men kan δk regelen, door de afstand tussen de spoelen te veranderen, of C_a' variëren, bijv. door een in de nabijheid opgestelde geaarde plaat te verbuigen (fig. 11) of te verplaatsen.

Een klein nadeel van de compensatiemethode is dat het evenwicht bij kleine capaciteitsveranderingen wordt verbroken. Nadert men het toestel met de hand, dan kan het storingsniveau merkbaar hoger worden.

Op middengolven is het storingsniveau zoveel lager ⁸⁾ dat in het toestel BX 321 A-10 geen compensatie nodig was, maar volstaan kon worden met een zekere mate van elektrische afscherming. Deze is verkregen door de ferroceptors aan te brengen tussen het chassis en de plaatantenne (fig. 11); deze laatste is bij ontvangst van middengolven met het chassis verbonden. Bij de in fig. 12 afgebeelde constructie zijn de twee staven gemonteerd tussen geaarde metalen platen. De afscherming kan nog worden verbeterd door dit geheel te omgeven door een kooi van gaas, waarvan de schering, die evenwijdig aan de as van de spoel loopt, bestaat uit koperdraad, en de inslag (om magnetische afscherming te voorkomen) uit nylon.

In tegenstelling met afscherming van gewone raamantennes, vergroten de hier genoemde methodes de eigen capaciteit maar weinig. Dit is te danken aan de kleine afmetingen van de spoel.

II. TECHNISCHE BESCHOUWINGEN MET BETREKKING TOT INDUCTIEVE ANTENNES

In het volgende willen wij ons eerst bezig houden met het richtingseffect en vervolgens met drie grootheden die voor de ontwerper van inductieve antennes van groot belang zijn: de gevoeligheid, de signaal-ruisfactor en de effectieve hoogte.

Het richtingseffect

De signaalspanning die in een raamantenne wordt geïnduceerd, is, bij volledige afwezigheid van capacatieve ontvangst, evenredig met $\sin \alpha$, als α de hoek is tussen de loodlijn op het vlak van het raam en de richting naar de zender. Zetten we de grootte van de signaalspanning uit in een polair diagram, dan ontstaat de bekende 8-vormige figuur (fig. 14). We zien dat de minima zeer scherp zijn; bij $\alpha = 30^\circ$ is de spanning al de helft van de maximale.

Voor een beoordeling van het richtingseffect komt het echter niet aan op de in het raam geïnduceerde spanning, maar op wat men uit de luidspreker te horen krijgt. Indien we eerst even aannemen dat

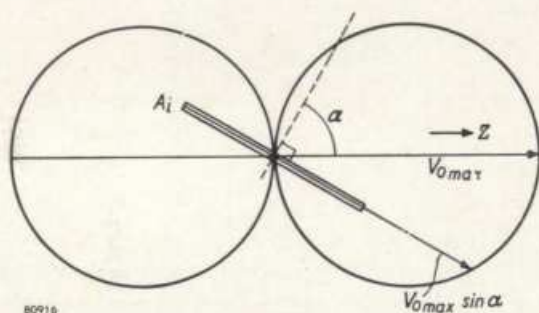


Fig. 14. Het 8-vormige polaire richtingsdiagram van een inductieve antenne (A_i) die geheel vrij is van capacatieve ontvangst. De signaalspanning in de antenne is $V_{0max} \sin \alpha$, als α = hoek tussen de loodlijn op het vlak van de antenne-windingen en de richting Z waarin zich de zender bevindt.

het toestel werkt zonder automatische sterkteregeling, krijgen we een betere overeenstemming met wat het oor waarneemt, door de geïnduceerde spanning uit te zetten op een logaritmische schaal. In fig. 15, kromme 1, is de maximale geluidsterkte ($\alpha = 90^\circ$) gelijk 0 dB gesteld. Bij $\alpha = 30^\circ$ is het niveau dan -6 dB, bij $\alpha = 6^\circ$ is het -20 dB.

De automatische sterkteregeling mag echter niet buiten beschouwing blijven. Het effect ervan blijkt uit fig. 16, die als representatief voor vele moderne ontvangtoestellen kan worden beschouwd. Nemen we aan dat de maximale ingangsspanning ($\alpha = 90^\circ$) 10 mV bedraagt, dan vermindert de automatische sterkteregeling de versterking met 32 dB. Bij $\alpha = 30^\circ$ is de ingangsspanning 5 mV, d.i. 6 dB minder dan bij $\alpha = 90^\circ$, en de vermindering van de versterking 28 dB, zodat het geluidsniveau $6 + 28$

- 32 = slechts 2 dB beneden het niveau ligt dat optreedt bij $\alpha = 90^\circ$. Bij $\alpha = 6^\circ$ bedraagt het verschil nog pas 5 dB; zie kromme 2 in fig. 15. Hieruit blijkt dat de hoek tussen de twee elkaar kruisende

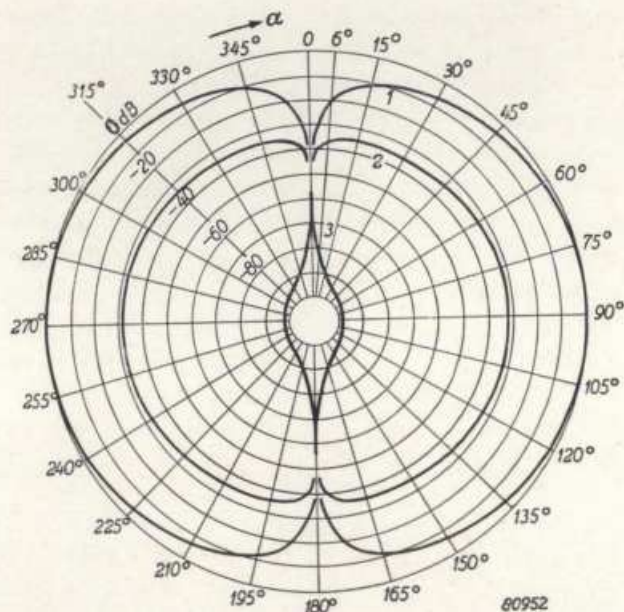


Fig. 15. 1 is de kromme van fig. 14, uitgezet op een decibelschaal. 2 idem, maar met het effect van de automatische sterkteregeling in aanmerking genomen (vgl. fig. 16). 3 niveau van ruis en storingen.

ramen (zie Deel I) vrij klein mag zijn: staat het ene raam juist in de stand van minimale ontvangst ($\alpha = 0^\circ$), dan levert het andere al een goede ontvangst indien het een kleine hoek met het

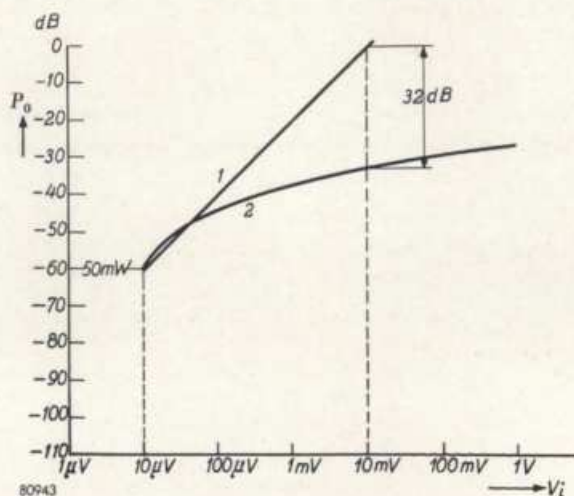


Fig. 16. Uitgangssignaal P_0 van een radiotoestel als functie van de ingangsspanning V_i , 1 zonder en 2 met automatische sterkteregeling. Bij $V_i = 10$ mV bedraagt het verschil 32 dB. De verticale schaal is in overeenstemming gebracht met de decibelschaal van fig. 15.

eerste raam insluit. Dit maakt dat men de twee ramen ook in een ondiepe kast kan aanbrengen zonder dat men ze kleiner behoeft te maken.

In de buurt van het minimum moeten we nog rekening houden met het niveau van de ruis (waaronder we hier ook de storingen verstaan). Nemen we aan dat met het raam in de stand voor maximaal signaal de ontvangst juist vrij van hoorbare ruis is, dan ligt aan de ingang het ruisniveau 66 dB, ofwel een factor 2000, beneden het signaalniveau¹⁰⁾, in fig. 15 dus bij $-(66 + 32) = -98$ dB. Naarmate men α verkleint, wordt door de automatische sterkteregeling de versterking groter en neemt de ruis dus in absolute waarde toe. Het resultaat is te zien in fig. 15, kromme 3. Ook als α dicht bij 0 is gekomen, neemt de geluidsterkte van het signaal nog maar weinig af, maar de ruis neemt snel toe. Voor het instellen op de sterkste ontvangst kan men dus het best eerst instellen op maximale ruis (dwz. minimale ontvangst) en de antenne vervolgens 90° draaien.

Gevoeligheid en signaal-ruisfactor

Onder de gevoeligheid van een raamantenne verstaat men de signaalspanning die de antenneketen levert op het stuurrooster van de eerste buis, per eenheid van elektrische veldsterkte E van het stralingsveld ter plaatse. Deze rooster-spanning is Q maal de in de antenne geïnduceerde spanning (als Q de kwaliteitsfactor van de raamketen is), en de geïnduceerde spanning is hE , indien h de „effectieve hoogte” van de inductieve antenne voorstelt; dit laatste volgt onmiddellijk uit de definitie van effectieve hoogte¹¹⁾. Voor de gevoeligheid S vinden we dus:

$$S = QhE/E = Qh. \quad (1)$$

Onder de signaal-ruisfactor N verstaat men het wezenlijke bestanddeel van de signaal-ruisverhouding, d.i. de verhouding van het signaalvermogen in de raamketen (weer bij $E = 1$) tot het ruisvermogen in deze kring. Men kan afleiden dat voor N geldt:

$$N = Qh^2. \quad (2)$$

Deze afleiding gaat als volgt. Indien het veld E de sterkte 1 heeft, is de signaalspanning V_s over de afstemcondensator gelijk aan S , dus

$$V_s = Qh.$$

Brengen we de verliezen in rekening door een parallelweerstand R , dan wordt in deze weerstand gedissipeerd een signaalvermogen P_s :

$$P_s = \frac{V_s^2}{R} = \frac{Q^2 h^2}{R}. \quad (3)$$

De weerstand R is aansprakelijk voor de ruis:

$$\overline{V_n^2} = 4KT \cdot \Delta f \cdot R,$$

waarin $\sqrt{\overline{V_n^2}}$ = effectieve ruis spanning, K = constante van Boltzmann, T = absolute temperatuur van de weerstand R , en Δf = beschouwde frequentieband. Het ruisvermogen P_n is dus:

$$P_n = \frac{\overline{V_n^2}}{R}. \quad (4)$$

Voor de signaal-ruisverhouding volgt uit (3) en (4):

$$\frac{P_s}{P_n} = \frac{V_s^2}{\overline{V_n^2}} = \frac{Q^2 h^2}{4KT \cdot \Delta f \cdot R}.$$

Is L de zelfinductie van de keten en $\omega = 2\pi \times$ de resonantie-frequentie, dan is $Q = R/\omega L$ en kunnen we R dus vervangen door $Q\omega L$:

$$\frac{P_s}{P_n} = \frac{1}{4KT \cdot \Delta f \cdot \omega L} Qh^2.$$

In ons geval kan $4KT \cdot \Delta f \cdot \omega L$ als een constante worden beschouwd en is derhalve Qh^2 de factor waarop het voor de signaal-ruisverhouding aankomt.

Zowel de kwaliteitsfactor als de geïnduceerde spanning per eenheid van veldsterkte is vatbaar voor berekening en ook voor meting. Voor een bepaalde constructie zijn de gevoeligheid en de signaal-ruisfactor dus voorspelbare grootheden.

Zoals boven is uiteengezet, gebruikt Philips tegenwoordig in omroepontvangers twee typen inductieve antennes: het raam met lage impedantie (weinig windingen) en de Ferroxcube-antenne. We zullen deze nu afzonderlijk beschouwen uit het oogpunt van gevoeligheid en signaal-ruisfactor.

Het raam met lage impedantie

In fig. 17a is een uit één of enkele windingen bestaande raamantenne voorgesteld. Een transformator T koppelt het raam met de afstemcondensator C , waarop de eerste buis is aangesloten. Zelf-inducties zijn aangeduid met L en verliesweerstand met r ; de indices ₀, ₁ en ₂ hebben betrekking op resp. het raam, de primaire en de secundaire spoel.

Dit schema kan gemakkelijk worden herleid tot het vervangingschema fig. 17b. We onderstellen eerst dat de transformator ideaal is, dwz. dat hij geen spreiding heeft (koppelingsfactor $k = 1$) en geen ver-

¹⁰⁾ M. Ziegler, Het ruisen van ontvangtoestellen, Philips techn. T. 3, 193-201, 1938, in het bijzonder blz. 200.

¹¹⁾ De effectieve hoogte van een inductieve antenne heeft natuurlijk geen fysische betekenis, maar is slechts een rekengrootheid. Het is namelijk bij definitie de effectieve hoogte van een capacitieve antenne die, in hetzelfde stralingsveld geplaatst, dezelfde signaalspanning V_0 produceert als de inductieve antenne (wanneer deze is gedraaid in de stand voor sterkste ontvangst). Voor de effectieve hoogte van de capacitieve antenne is $h = V_0/E$ een direct plausibele definitie.

liezen, en dat de zelfinducties L_1 en L_2 oneindig groot zijn (maar L_2/L_1 eindig). Dan is

$$V = V_0 \sqrt{\frac{L_2}{L_1}}, \quad \dots \quad (5)$$

waarin V de electromotorische kracht van de in fig. 17b getekende generator is, en V_0 de in het raam geïnduceerde electromotorische kracht.

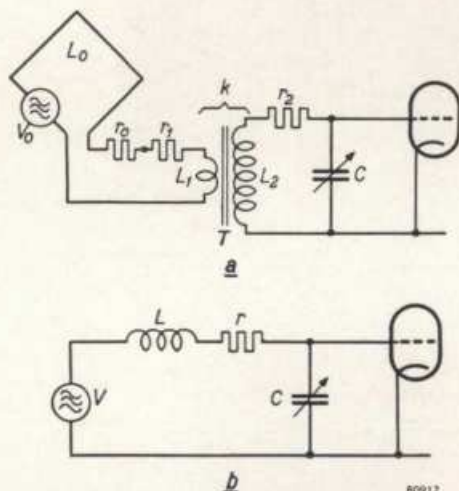


Fig. 17. a) L_0 raamantenne met lage impedantie, met de afstemcondensator C gekoppeld via een transformator T . De in het raam geïnduceerde spanning is V_0 . De verliesweerstand van het raam, de primaire spoel (zelfinductie L_1) en de secundaire spoel (zelfinductie L_2) is resp. r_0 , r_1 en r_2 . De koppelingscoëfficiënt is k .

b) Vervangschema van (a).

Wegens de afwezigheid van verliezen in de transformator is bovendien

$$Q = Q_0, \quad \text{dus} \quad = \frac{\omega L_0}{r_0}. \quad \dots \quad (6)$$

Voor de afstemming komt het aan op de „werkzame” zelfinductie L (fig. 17b), en niet op de zelfinductie L_0 van het raam; L immers is de zelfinductie waarmee C afstemming op de gewenste golflengte moet geven. Daarom heeft het meer zin te werken met de effectieve hoogte van raam en transformator tezamen dan met die van het raam alleen. Als effectieve hoogte h van de combinatie raam plus transformator definiëren we de waarde die V (niet V_0 !) aanneemt indien de veldsterkte de waarde 1 heeft. Voor $E = 1$ gaat (5) dus over in

$$h = h_0 \sqrt{\frac{L_2}{L_1}}. \quad \dots \quad (5a)$$

(Hierin is h_0 de effectieve hoogte van het raam alleen, dus de waarde die V_0 heeft bij $E = 1$.)

Daar echter de transformator niet ideaal is, gelden in werkelijkheid ingewikkelder formules, en wel:

$$h = \frac{k}{1 + \frac{L_0}{L_1}} h_0 \sqrt{\frac{L_2}{L_1}}, \quad \dots \quad (5b)$$

$$Q = Q_2 \frac{\left(1 + \frac{L_0}{L_1} - k^2\right) \left(1 + \frac{L_0}{L_1}\right)}{\left(1 + \frac{L_0}{L_1}\right)^2 + k^2 \left(\frac{Q_2}{Q_1} + \frac{Q_2}{Q_0} \cdot \frac{L_0}{L_1}\right)} \quad \dots \quad (6b)$$

Q_1 en Q_2 zijn hierin de kwaliteitsfactoren van resp. de primaire en de secundaire transformatorkring.

De formules (5b) en (6b) geven ons h en Q , de beide factoren waaruit de gevoeligheid S ($= Qh$) en de signaal-ruisfactor N ($= Qh^2$) zijn opgebouwd. In het algemeen wensen we zowel S als N groot. We zien uit de formules dat h en Q , bij gegeven waarden van Q_0 , Q_1 en Q_2 , afhangen van slechts twee grootheden: de koppelingsfactor k en de „aanpassingsverhouding” L_0/L_1 . Wat betreft de gevoeligheid en de signaal-ruisfactor, is het derhalve onverschillig hoeveel windingen het raam heeft. Dit aantal kan men dus kiezen naar andere criteria, bijv. de gevoeligheid voor plaatselijke storingen en constructieve overwegingen. Zoals in Deel I werd besproken, is de gevoeligheid voor storingen evenredig met het aantal windingen. Daarom neemt men dit aantal zo klein mogelijk — dus liefst één —, wat bovendien constructief gemakkelijk is.

Een nadere beschouwing van (5b) en (6b) leert, dat, als men k laat toenemen of L_0/L_1 afnemen, h groter wordt, maar Q kleiner. Men kan dus verwachten dat Qh en Qh^2 als functie van k en van L_0/L_1 één of meer extreme waarden zullen vertonen. Inderdaad blijkt er bij analyse van Qh een maximum op te treden (en wel bij $k = 1$ en $L_0/L_1 = 3$ tot 5, afhankelijk van de waarden van Q_0 , Q_1 en Q_2), en bij analyse van Qh^2 vindt men een maximum voor $k = 1$ en $L_0/L_1 = 1,5$ tot 2,5 (eveneens naar gelang van de waarden der Q 's). De waarde van k^2 kan men laten afnemen tot ca. 0,7 voordat het maximum aanzienlijk lager wordt.

In fig. 18 zijn Qh en Qh^2 weergegeven als functie van L_0/L_1 , voor bepaalde, practisch voorkomende, waarden van k , Q_0 , Q_1 en Q_2 . Daar de maxima van de twee krommen niet bij dezelfde waarde van L_0/L_1 optreden, zal men voor L_0/L_1 een gunstig compromis moeten zien te treffen. Hierbij moet men rekening houden met de volgende omstandigheid. Bevat het toestel al een vrij sterke ruisbron, dan heeft het weinig zin bij het ontwerpen van de

raamantenne te streven naar een zo groot mogelijke signaal-ruisfactor (Qh^2); beter kan men dan de gevoeligheid (Qh) maximaal maken. Bij een toestel met zeer weinig ruis daarentegen doet men beter de raamantenne zo ruisarm mogelijk te construeren en daarvoor desnoods iets aan gevoeligheid op te offeren.

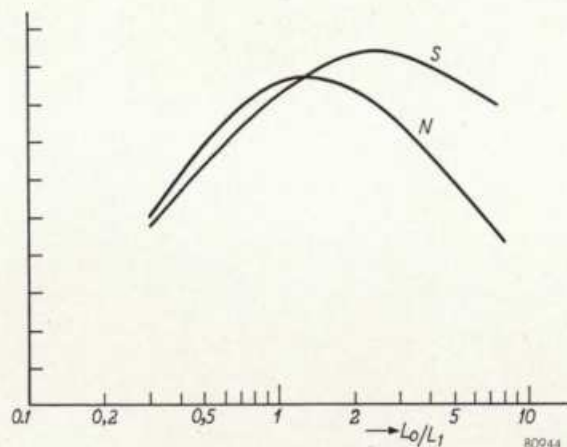


Fig. 18. Gevoeligheid $S = Qh$ en signaal-ruisfactor $N = Qh^2$ als functie van L_0/L_1 , voor $k^2 = 0,70$ en $Q_0 = Q_1 = Q_2$.

De Ferroxcube-antenne

We beschouwen een staaf van Ferroxcube (lengte l , middellijn d , fig. 19), waarop een smalle spoel is gewikkeld (breedte $a < d$; afstand x uit het midden). In dezelfde figuur is als functie van x een experimenteel bepaalde kromme getekend voor de effectieve relatieve permeabiliteit $\mu_x = B_x/H$ (waarin B_x = magnetische inductie, ter plaatse x opgewekt door het zenderveld H). Voor niet al te grote waarden l/d blijkt de kromme nagenoeg een parabool te zijn, die kan worden voorgesteld door

$$\mu_x = \mu_{\text{eff}} \left(1 - 3,6 \frac{x^2}{l^2} \right).$$

μ_{eff} , de maximale waarde van μ_x , bepaalt de mate waarin het Ferroxcube het zenderveld in het midden van de staaf concentreert. μ_{eff} hangt af van l/d en van de „ringpermeabiliteit” μ_{tor} van het materiaal (d.i. de relatieve permeabiliteit, gemeten aan een gesloten toroïde), zie fig. 20¹²⁾.

Verder zijn in fig. 19 uitgezet het aantal windingen n dat voor een spoel van een bepaalde zelfinductie nodig is, en de kwaliteitsfactor Q van zulk een spoel, bij een bepaalde frequentie.

Voor de effectieve hoogte h geldt:

$$h = \frac{2\pi\mu_x n A}{\lambda}, \dots \dots \dots (7)$$

als A de oppervlakte van een winding is en λ de golflengte.

De afleiding van (7) is als volgt. Het zenderveld H induceert in de spoel een electromotorische kracht V :

$$V = n A \omega B_x = n A \omega \mu_x \mu_0 H \dots \dots \dots (8)$$

(μ_0 = permeabiliteit van het vacuum). Voor ω kan men schrijven $2\pi c/\lambda$, en in een stralingsveld is $H = E/\mu_0 c$. Hiermee gaat (8) over in

$$V = \frac{2\pi\mu_x n A}{\lambda} E \dots \dots \dots (9)$$

Bij definitie is $h = V/E$. Substitueert men $V = hE$ in (9), dan vindt men formule (7).

Gebruik makend van (7), vinden we voor de gevoeligheid S en de signaal-ruisfactor N :

$$S = Qh = \frac{2\pi}{\lambda} \mu_x n Q$$

en

$$N = Qh^2 = \frac{4\pi^2}{\lambda^2} \mu_x^2 n^2 Q.$$

μ_x , n en Q zijn hierin de in fig. 19 gegeven functies van x . We kunnen nu dus met behulp van deze krommen S en N als functie van x tekenen. Het resultaat is weergegeven in fig. 21, waarin ook de kromme voor h is getekend. We zien dat in het midden van de staaf de gevoeligheid een zeer vlak maximum heeft, de signaal-ruisfactor echter een vrij scherp maximum. Dit geldt voor een staaf met een smalle wikkeling. Als nieuwe variabele kan

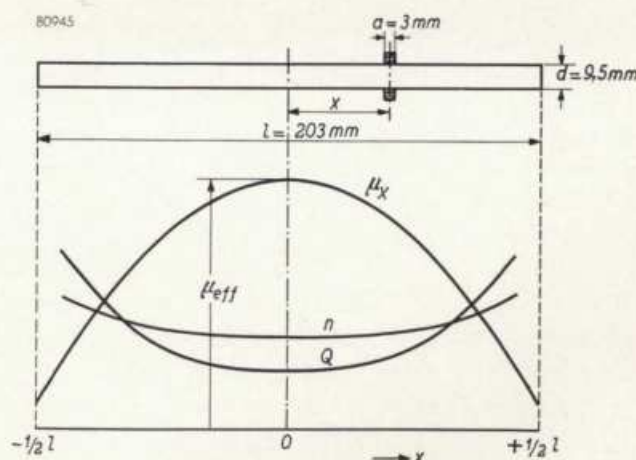


Fig. 19. Boven: Ferroxcubestaaf met smalle spoel, die een afstand x uit het midden van de lengte l is geplaatst. De krommen geven μ_x , Q en n als functie van x , voor een staaf Ferroxcube IV-B met de aangegeven afmetingen en een spoel met breedte $a = 3$ mm en zelfinductie $200 \mu\text{H}$, bij een frequentie van 1 MHz .

¹²⁾ Voor nadere bijzonderheden zij verwezen naar H. van Suchtelen, Ferroxcube aerial rods, Electronic Application Bulletin 13, 88-100, 1952.

men nu nog de spoelbreedte a invoeren. Zowel grafisch-analytisch als experimenteel blijkt voor een gegeven staaf de beste spoelconstructie te zijn: een spoel ter breedte $\frac{1}{2}l$ op het midden van de staaf (fig. 22). Practisch is deze constructie echter niet altijd bruikbaar, om de volgende redenen:

1) De zelfinductie moet instelbaar zijn, maar bij het midden van de staaf is de regelbaarheid, door de spoel te verschuiven, zeer gering. Wil men zich de luxe veroorloven van twee staven

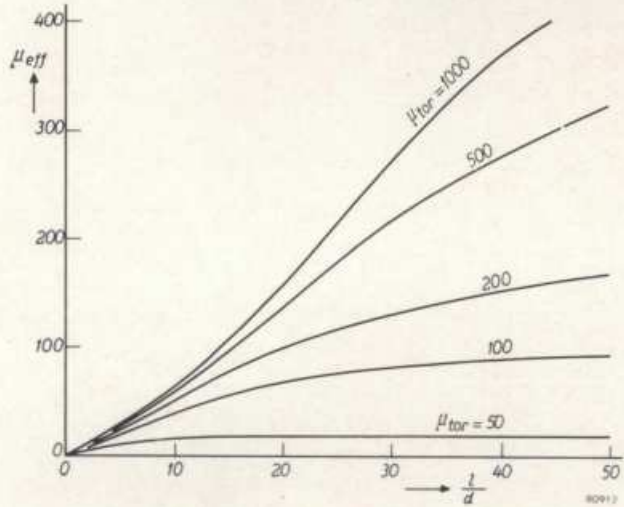


Fig. 20. μ_{eff} (de maximale waarde van μ_x) als functie van l/d , met μ_{tor} als parameter.

Ferroxcube (één voor lange en één voor middengolven), dan kan men òf een verschuifbaar bijregelspoeltje op het eind van de staaf toevoegen, òf de spoel in twee helften splitsen, die dicht bij elkaar aan weerskanten van het midden worden geplaatst; de zelfinductie stelt men dan in door variatie van de koppeling tussen de twee helften, dus door variatie van de afstand.

2) Soms is men door prijsoverwegingen genoopt de midden- en de langegolfspoel op één staaf te leggen (fig. 23).

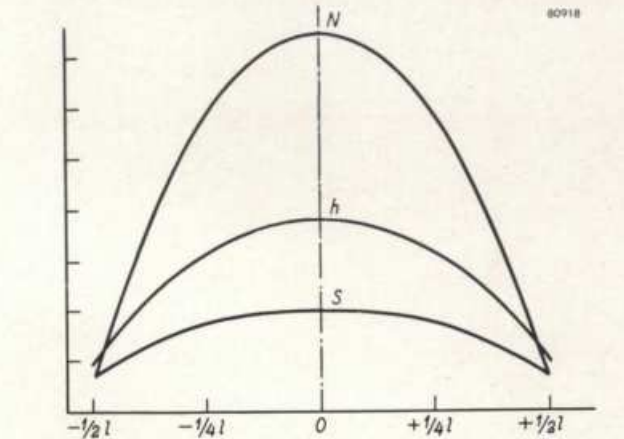


Fig. 21. h , S en N als functie van x , voor een smalle spoel (zie fig. 19).

Dit laatste levert enige moeilijkheden op bij het ontvangen van middengolven. Laat men dan de langegolfspoel open, dan werkt ze met haar eigen capaciteit als absorptiekring voor middengolven en

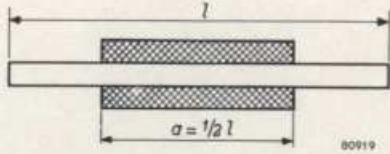


Fig. 22. De gunstigste spoel heeft een breedte a gelijk aan de helft van de lengte l van de staaf Ferroxcube.

introduceert ze dus verliezen. Om dit bezwaar te vermijden, kan men twee wegen volgen:

- a) Bij ontvangst van middengolven de langegolfspoel kortsluiten. Dit heeft evenwel het nadeel dat het stuk b van de staaf (fig. 23) als het ware afgesneden is; immers, de kortgesloten spoel belet dat in het deel b een veld optreedt, vooral indien de spoel een grote kwaliteitsfactor heeft. Voor het overgebleven stuk Ferroxcube geldt een kleinere waarde van l/d ; μ_{eff} en h zijn dan ook kleiner (zie volgende hoofdstuk).
- b) Bij ontvangst van middengolven de langegolfspoel parallelschakelen met de middengolfspoel. De schijnbare verkorting van de staaf treedt dan niet op (de effectieve hoogte van het geheel kan zelfs iets groter zijn dan die van de middengolfspoel alleen). Dikwijls is echter een onoverkomelijk bezwaar dat het parallelschakelen de eigen capaciteit te veel vergroot. Dan is men op het onder (a) genoemde kortsluiten van de langegolfspoel aangewezen.

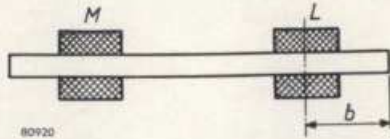


Fig. 23. Middengolfspoel M en langegolfspoel L op één staaf Ferroxcube. Sluit men bij ontvangst van middengolven de langegolfspoel kort, dan is het stuk b van de staaf onwerkzaam.

Effectieve hoogte en staafafmetingen bij een Ferroxcube-antenne

Men kan afleiden dat de effectieve hoogte van een in het midden van de staaf geplaatste spoel evenredig is met $l/\sqrt{d}$.

De zelfinductie L van de spoel is evenredig met $n^2 d$, dus

$$n \sim \sqrt{L/d} \dots \dots \dots (10)$$

Blijkens fig. 20 is bij niet te grote waarden van l/d bij benadering

$$\mu_{eff} \sim l/d \dots \dots \dots (11)$$

Met (10) en (11) vindt men uit (8) — waarin nu $\mu_x = \mu_{\text{eff}}$, daar de spoel zich in het midden van de staaf bevindt — dat de in de spoel geïnduceerde electromotorische kracht, en dus ook de effectieve hoogte, evenredig is met $l/\bar{d}$.

Uit de evenredigheid van h en $l/\bar{d}$ volgt dat men de lengte l van de staaf zo groot mogelijk zal kiezen. Is de lengte van de staaf vastgesteld (meestal bepaald door de breedte van de kast, of, bij draaibare staven, door de diepte), dan moet men de dikte nog kiezen. Daar h evenredig is met $\sqrt{d}$, zal, bij constante lengte, h slechts toenemen met de vierdemachtswortel uit het volume: om h door keuze van een dikkere staaf te verdubbelen, moet men 16 maal zoveel Ferroxcube gebruiken!

Het zal duidelijk zijn dat men de verhouding l/d zo groot mogelijk moet nemen, dit echter met inachtneming van de magnetische en de mechanische eigenschappen van het materiaal. Bij Ferroxcube IV-D bijv., met $\mu_{\text{tor}} = 40$, is het nutteloos l/d groter dan 15 te kiezen, daar bij grotere waarden μ_{eff} toch bijna niet meer toeneemt (fig. 20). Bij de soorten met grotere ringpermeabiliteit (Ferroxcube IV-B, met $\mu_{\text{tor}} = 200$, en Ferroxcube III-B, met $\mu_{\text{tor}} = 700$) kan men met l/d niet verder gaan dan circa 25, wegens de brosheid van deze materialen.

Punten van overweging zijn ook de verliezen en de temperatuurcoëfficiënt van de permeabiliteit. Wat de verliezen betreft, is Ferroxcube IV-B tot hogere frequenties bruikbaar dan Ferroxcube III-B, maar dit laatste heeft een kleinere temperatuurcoëfficiënt. Voor staven die alleen voor middengolven dienst moeten doen, wordt het meest Ferroxcube IV-B gebruikt; voor staven die uitsluitend op lange golven werken, in hoofdzaak Ferroxcube III-B. Brengt men de middengolf- en de langegolfspoel op één staaf aan (fig. 23), dan maakt men deze staaf of geheel van Ferroxcube IV-B, of alleen het middengolfgedeelte van Ferroxcube IV-B en het langegolfgedeelte van Ferroxcube III-B. Dit laatste ziet men in fig. 10; boven de buizen, die de meeste warmte ontwikkelen, bevindt zich het uit Ferroxcube III-B bestaande gedeelte, waarvan de permeabiliteit de kleinste temperatuurcoëfficiënt bezit.

Tot slot vermelden we nog een veel toegepaste methode die tot een gunstiger verband tussen de effectieve hoogte en het volume Ferroxcube leidt.

De methode bestaat hierin dat men een aantal (p) gelijke staven Ferroxcube evenwijdig aan elkaar plaatst en op elk een spoel aanbrengt (fig. 24). De spoelen worden in serie geschakeld en de staven zo

ver gespatieerd dat de spoelen zo goed als geen invloed meer op elkaar hebben (afstand $D \geq d\sqrt{\mu_{\text{eff}}}$, bijv. 8 cm.)

Voor een totale zelfinductie L moet de zelfinductie per spoel L/p zijn. Zou men n_1 windingen nodig hebben voor één spoel met de zelfinductie L , dan

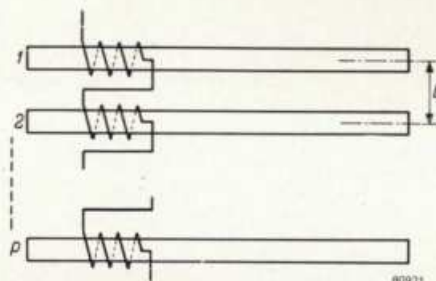


Fig. 24. Ferroxcube-antenne, bestaande uit p evenwijdige staven Ferroxcube, elk met een spoel. De spoelen zijn in serie geschakeld.

heeft men bij p spoelen $p^{-\frac{1}{2}}n_1$ windingen per spoel nodig. In totaal zijn er dan $p \cdot p^{-\frac{1}{2}}n_1 = p^{\frac{1}{2}}n_1$ windingen die het veld van één staaf omvatten. Daar het vereiste volume Ferroxcube evenredig is met het aantal staven p , is hier de effectieve hoogte evenredig met de tweedemachtswortel uit dit volume. Dit is gunstiger dan de voor één staaf geldende evenredigheid met de vierdemachtswortel.

Het gebruik van een aantal staven parallel kan dus leiden tot een grotere effectieve hoogte of tot een besparing aan Ferroxcube. Om praktische redenen gaat men met het aantal staven niet verder dan twee.

Samenvatting. Reeds in 1939 bracht Philips een radiotoestel (type 902 A) in de handel dat voorzien was van een uit slechts één winding bestaande raamantenne. Dit was een gevolg van het inzicht dat een inductieve antenne minder gevoelig voor plaatselijke storingen is dan een capacatieve antenne, en dat het „antenne-effect” van een inductieve antenne afneemt als men het aantal windingen verkleint. Raamantennes met weinig windingen hebben echter pas op grote schaal toepassing kunnen vinden nadat Ferroxcube beschikbaar was gekomen; eerst door gebruik te maken van Ferroxcube namelijk kon men de afmetingen van de transformator die het raam met de afstemcondensator koppelt, aanzienlijk verkleinen. In verschillende Philips toestellen worden tegenwoordig voor lange en middengolven twee zulke ramen gebruikt, die een kleine hoek met elkaar maken; met een schakelaar kiest men dat raam dat van een bepaalde zender de beste ontvangst geeft. Korte golven worden ontvangen op een plaatvormige capacatieve antenne.

Een andere vorm van inductieve antenne is de Ferroxcube-antenne of ferroceptor, bestaande uit een spoel die op een staaf Ferroxcube is aangebracht. Verschillende constructievormen passeren de revue.

Na een historisch overzicht en algemene beschrijving wordt in het tweede deel nader ingegaan op het richtingseffect, de gevoeligheid, de signaal-ruisfactor en de effectieve hoogte.

ELECTRONISCHE FLITSLAMPEN

door N. W. ROBINSON *).

621.327.4:771.447.4

*In de laatste jaren hebben de gasontladings- of „electronische” flitslampen in toenemende mate toepassing gevonden. In de wetenschappelijke fotografie hebben deze lampen de elektrische vonk in lucht vrijwel geheel verdrongen en zij hebben interessante perspectieven voor de persfotografie geopend. Voor de uiteenlopende toepassingen is een reeks electronische flitslampen ontwikkeld, van een lamp met een flitsduur van een microseconde tot een lamp die een flits van enkele milliseconden en met een energie van 10 000 joule levert. Dit artikel handelt over enkele grondslagen van de constructie dezer lampen en over hun belangrijkste eigenschappen **).*

Inleiding

De elektrische vonk in lucht is lange tijd als flitslichtbron in de wetenschappelijke fotografie gebruikt. Reeds in 1892 maakte C. V. Boys op deze wijze opnamen met belichtingstijden van de orde van één microseconde¹⁾. Indien de schakeling aan bepaalde voorwaarden voldoet, is het zelfs mogelijk de duur van de flits nog aanzienlijk korter dan één microseconde te maken.

Pogingen tot verbetering van deze flitslichtbron hebben vanzelf ertoe geleid de vonkontlading in andere gasen dan lucht te bestuderen. Behalve dat in andere gasen een hoger lichtrendement verkregen kan worden, hebben de gesloten ontladingslampen, waartoe men dan natuurlijk moet overgaan, het belangrijke voordeel dat de electrodes beschermd kunnen worden tegen oxydatie, met als gevolg een verhoogde reproduceerbaarheid en een betrouwbaarder ontsteking. Bovendien ligt de weg die de ontlading moet volgen, hier vast.

Het is de verdienste van Edgerton en zijn medewerkers in Amerika, de ontwikkeling van de vonkontlading als lichtbron krachtadig te hebben aangepakt²⁾. Zij maakten hierbij gebruik van de zeer uitgebreide kennis omtrent de electriciteitsgeleiding in gasen, die men toen reeds had verzameld. Er verscheen aan aantal flitslampen op de markt, maar de grootste vorderingen werden pas gemaakt

tijdens de oorlog van 1939-1945. Gedurende deze periode kreeg het onderzoek aan de vonkontladingslampen een extrastimulans door de eisen gesteld bij proeven op het gebied der ballistiek. Een resultaat hiervan was de ontwikkeling van het „Arditron”³⁾, een drie-electrodelamp met argonvulling, die flitsen met een duur van de orde van één microseconde kon geven. Tijdens de oorlog werd zulk een lamp onder de naam LSD 2 (fig. 1) door Mullard gefabriceerd.

De toepassingsmogelijkheid van de vonkontlading als lichtbron is echter volstrekt niet tot het wetenschappelijk onderzoek beperkt; dank zij de uiterst korte belichtingstijden, het geringe energieverbruik en de lange levensduur is dit soort flitslamp in hoge mate aantrekkelijk voor gewone fotografische doeleinden en met name voor de persfotografie. Voor deze laatste is het een essentiële voorwaarde dat het gehele apparaat (inclusief de energiebron) gemakkelijk draagbaar is. Voor dergelijke draagbare apparaten zijn lampen nodig met een hoog lichtrendement en een lage werkspanning. Omstreeks 1947 was er een aantal lampen op de markt met een rendement van 30 lumenseconden per joule, die werkten met een spanning van enkele kilovolts. Met deze lampen en dank zij de ontwikkeling van kleine hoogspanningscondensatoren kwamen draagbare flitsapparaten binnen het bereik van de technische mogelijkheden. Voortgezette onderzoekingen hebben ertoe geleid dat men thans met nog lagere spanningen kan volstaan⁴⁾.

Tegelijk met de flitslampen voor draagbare apparaten is in het Mullardlaboratorium te Salfords een serie lampen ontwikkeld die aan hogere eisen

*) Mullard Research Laboratories, Salfords, Surrey, Engeland.

**) Men zie ook de volgende, eerder in dit tijdschrift verschenen artikelen over speciale typen flitslampen: S. L. de Bruin, Een toestel voor stroboscopische waarneming, Philips techn. T. 8, 25-32, 1946. N. Warmoltz en A. M. C. Helmer, Een flitslamp voor het belichten van de nevelsporen in een Wilsonkamer, Philips techn. T. 10, 183-192, 1948. J. E. Winkelman en N. Warmoltz, Het fotograferen van het oog met behulp van electronische flitslampen, Philips techn. T. 16, 46-50, 1954 (No. 2).

¹⁾ C. V. Boys, Proc. Roy. Soc. 47, 415-440, 1893. Zie ook A. M. Worthington, Proc. Roy. Soc. 59, 250, 1895.

²⁾ H. E. Edgerton, J. K. Germeshausen en H. E. Grier, J. appl. Phys. 8, 2-9, 1937.

³⁾ J. W. Mitchell, Trans. Illum. Eng. Soc. (Londen) 14, 91-104, 1949.

⁴⁾ Een artikel over nieuwe ontwikkelingen betreffende flitslampen voor lage werkspanningen (500 V en lager) zal binnenkort in dit tijdschrift verschijnen.

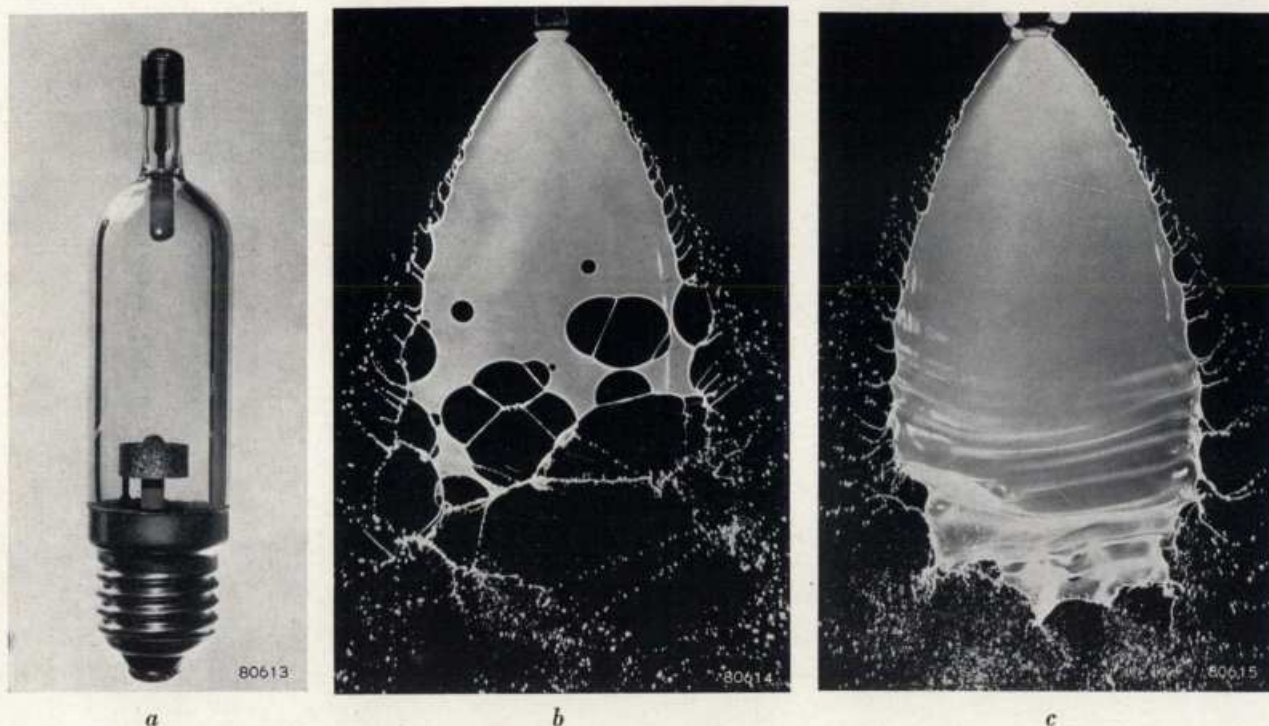


Fig. 1. a) Flitslamp van het type LSD 2 („Arditron“). Deze lamp kan een flits geven met een topwaarde van de lichtstroom van 100 megalumen en met een duur van ca. 1 microseconde.

b) Foto van het uiteenspatten van een vlakke vloeistofstraal.

c) Als (b) maar met een hogere straaldruk. Men ziet nu het uiteenspatten op iets andere wijze gebeuren.

Voor de foto's (b) en (c) werd gebruik gemaakt van twee lampen LSD 2 in serie. Met een serieschakeling is men er zeker van dat de lampen gelijktijdig flitsen, met een parallelschakeling kan er een klein tijdsverschil optreden tussen het bereiken van de topwaarde van de lichtstroom, zelfs als de lampen door dezelfde impuls worden ontstoken. (Deze foto's danken wij aan N. Dombrowski, Jet Research Laboratory, Imperial College, Londen.)

voldoen en die geschikt zijn voor studio- en toneelopnamen. Bovendien is een serie lampen voor stroboscopische onderzoeken ontwikkeld. Van deze lampen zijn er enige afgebeeld in fig. 2. Wij gaan thans over tot de beschrijving van de constructie en de eigenschappen van enige van deze lampen⁵⁾.

Constructieprincipes van de electronische flitslamp

De electronische flitslamp bestaat in principe uit twee electrodes die zijn ingesmolten in een glazen buis, welke tot een betrekkelijk lage druk is gevuld met een gas van een bepaalde samenstelling. Een inwendig of uitwendig aangebrachte ontsteek-electrode dient voor het inleiden van de ontlading. In fig. 3, waarin de schakeling schematisch is weergegeven, is deze electrode voorgesteld door een draad die langs de gehele lengte van de lamp is aangebracht. De condensator C wordt via een stroombegrenzingsweerstand R geladen tot een hoge gelijkspanning; een tweede condensator, C_T , wordt

via een weerstand r geladen tot een lagere spanning. Bij het sluiten van de schakelaar S wordt, als gevolg van de stroomstoot in de primaire wikkeling van de transformator T , in de secundaire wikkeling kortstondig een hoge spanning opgewekt, die aan de ontsteek-electrode Tr wordt toegevoerd. Door de plotselinge toeneming van de elektrische veldsterkte treedt doorslag op in de nauwe ruimte tussen de kathode en de ontsteek-electrode, waardoor de ontlading van de hoofdcondensator wordt ingeleid en in de lamp een intense lichtuitbarsting plaatsheeft.

De lampen worden vervaardigd in verschillende uitvoeringen (fig. 2). Een gedrongen bouw, zoals voor de meeste doeleinden wenselijk is, is gemakkelijk te verkrijgen door een lange buis schroefvormig op te wikkelen. Bij sommige typen wordt deze buis nog in een beschermende glazen mantel geplaatst; lampen voor stroboscopische doeleinden zijn in het algemeen, om de afvoer van de ontwikkelde warmte niet te belemmeren, niet op deze wijze beschermd. De schroefvormige buis krijgt hier ook dikwijls een grotere spoed om een betere warmte-afvoer te

⁵⁾ Zie ook G. Knott, High-intensity flash-tubes, Photographic J. 89 B, 46-50, 1949.

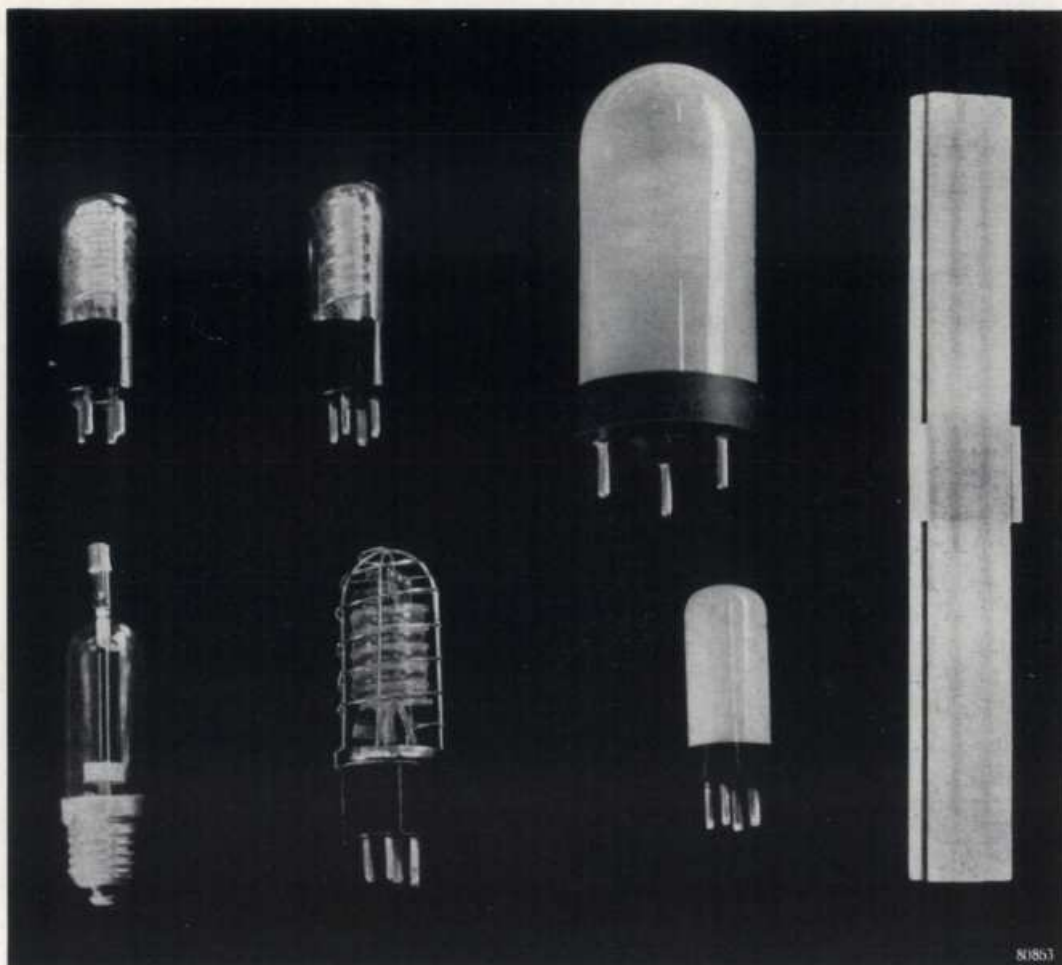


Fig. 2. Enige typische Mullard flitslampen. Bovenste rij van links naar rechts: LSD 3 (energiedissipatie 100 joules), LSD 7 (300 joules), LSD 5 (1000 joules). Onderste rij, van links naar rechts: LSD 2 (35 joules), LSD 8 (stroboscooplamp voor een dissipatie van 20 W bij 500 flitsen per seconde), LSD 24 (100 joules).

waarborgen. Bij het type LSD 2 (voor uiterst korte flitsen) is een korte ontladingsweg nodig; deze lamp

is daarom uitgevoerd in de vorm van een korte dikke buis. De LSD 24 werkt ook met een betrekkelijk korte ontladingsbaan; voor deze lamp gebruikt men een eenvoudige U-buis.

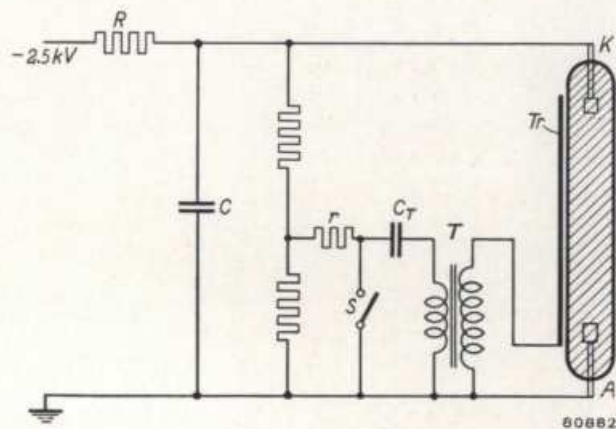


Fig. 3. Principeschakeling van een flitslamp. R stroombegrenzingsweerstand voor de hoofdcondensator C , C_T condensator voor de ontsteekimpuls, r stroombegrenzingsweerstand voor C_T , S ontsteekschakelaar, T transformator, K kathode. Gewoonlijk is de anode A geaard en dan bevindt de ontsteek-electrode Tr zich ook op aardpotential, zoals hier is getekend. De ontsteekimpuls moet dan positief zijn.

Gasvulling

Alle Mullard flitslampen (de toevoeging „electronische” laten we verder in dit artikel meestal achterwege), uitgezonderd de LSD 2, zijn met xenon gevuld. Een edelgas wordt gekozen, omdat het chemisch inert is en omdat met de edelgassen een relatief hoog lichtrendement wordt verkregen. Onder de edelgassen geeft, wat dit betreft, xenon de beste resultaten. De rendementen voor Xe, Kr, A, Ne en He staan tot elkaar ongeveer als 100:70:50:18:6. Een andere belangrijke reden waarom xenon wordt gekozen, is dat de spectrale verdeling van het door dit gas uitgezonden licht slechts weinig afwijkt van die van gemiddeld daglicht (fig. 4). Dit is belangrijk voor fotografische lichtbronnen met het oog op een goede kleurweergave. In fig. 4

is ook de kromme voor argon weergegeven; de LSD 2 is met dit gas gevuld. Dat met argon relatief te weinig rood licht verkregen wordt, is bij deze lamp geen nadeel, omdat zij uitsluitend gebruikt wordt voor het fotograferen van ultrasnelle gebeurtenissen, waarbij een goede kleurweergave een ondergeschikte rol speelt.

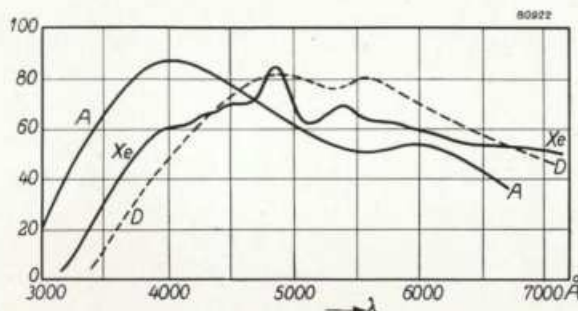


Fig. 4. Spectrale lichtverdelingskrommen voor een elektrische ontleding in xenon en in argon, vergeleken met de gemiddelde verdeling voor daglicht om 12 uur (D). Men ziet dat de kromme voor xenon die voor daglicht redelijk benadert. De krommen geven alleen het continue spectrum van de ontledingen, dat in het algemeen veel intensiever is dan de erop gesuperponeerde lijnenspectra.

De druk van het gas is een belangrijke parameter, omdat hij de doorslagspanning van de lamp en daarmee de werkspanning (spanning op de condensator C in fig. 3) bepaalt. Voor een werkspanning van 2,5 kV worden de lampen met xenon tot een druk van ongeveer 10 cm Hg gevuld; de doorslagspanning ligt dan ongeveer 500 tot 1000 volt boven deze werkspanning. In de LSD 2, die werkt bij 10 kV, wordt de vereiste doorslagspanning van 10,5 tot 11 kV verkregen door de gasdruk te verhogen tot 1 atmosfeer. Een vulling met xenon onder deze druk zou te kostbaar zijn; daarom wordt in deze lamp gewoonlijk argon gebruikt. Toch worden voor speciale toepassingen, waarbij het op een hoger lichtrendement of een betere kleurweergave aankomt en de hogere kosten geen bezwaar zijn, ook lampen van het type LSD 2 met xenonvulling vervaardigd.

Enkele bijzonderheden over de ontleding

Het door een elektronische flitslamp uitgestraalde licht bestaat uit een groot aantal emissielijnen gesuperponeerd op een continu spectrum, dat zich uitstrekt van infrarood tot ultraviolet (fig. 4 toont alleen het continue spectrum in het zichtbare gebied). Het continue spectrum levert de grootste bijdrage tot het licht; de bijdrage van de emissielijnen kan aanzienlijk variëren, afhankelijk van de omstandigheden van de ontleding.

Uit metingen van het verloop van de lichtstroom als functie van de tijd is reeds lang bekend dat dit verloop niet voor alle golf lengten hetzelfde is. Olsen en Huxford⁶⁾ hebben deze functie geanalyseerd voor argon- en neonflitslampen. Zij vonden dat er een vonk-, een continu en een boogspectrum optraden, welke spectra correspondeerden met verschillende stadia in de ontwikkeling van het plasma. In de eerste ogenblikken, als de ontleding wordt ingeleid, worden door de grote veldsterkte snelle elektronen geproduceerd en het gas wordt snel gefoniseerd. De nu aangeslagen positieve ionen zenden de voor het vonkspectrum karakteristieke lijnen uit. De stroom door de buis neemt snel toe, totdat de spanning zover is afgenomen dat de gasontlading afbreekt. Sommige ionen en elektronen gaan verloren doordat zij naar de wanden diffunderen en recombineren, maar dank zij de snelle elektronen geproduceerd in het begin van de ontleding, dank zij thermische ionisatie en mogelijk ook dank zij metastabiele atomen, neemt de ionisatie voortdurend toe, totdat zij, enige microseconden na de stroompiek, een maximale waarde bereikt. Hierna neemt de ionendichtheid weer af. De toeneming en de afnemende van de intensiteit van het continue spectrum volgen precies het verloop van de ionenconcentratie, en Olsen en Huxford schrijven dit spectrum daarom in hoofdzaak toe aan de vertraging van elektronen die in het veld van de ionen bewegen („remstraling”). De snelheid waarmee deze remstraling uitsterft, hangt af van de snelheid waarmee de ionendichtheid en de electronentemperatuur afnemen. (De laatste kan, als de ontleding op haar hoogtepunt is, een waarde van 7000 °C of meer bereiken⁷⁾.) De voor het boogspectrum karakteristieke lijnen ziet men in het nalichten van de ontleding. Zij worden toegeschreven aan aangeslagen atomen die ontstaan bij de recombinatie van elektronen en ionen.

Lichthoeveelheid en lichtrendement

De lichthoeveelheid die in het algemeen nodig is om te kunnen fotograferen op een afstand van 5 tot 8 meter, is van de orde van 5000 lumen-seconden. Lampen voor draagbare flitsapparaten worden voor een lichthoeveelheid van deze orde geconstrueerd, zodat zij, bij een lichtrendement van 30-40 lmsec per joule, per flits een energie van 100-200 joule moeten dissiperen. Voor studio- en toneelfotografie en voor wetenschappelijke doeleinden is compactheid van de energiebron geen vereiste, en hiervoor zijn dan ook lampen vervaardigd die tot 10 000 joule per flits dissiperen.

De lichtopbrengst wordt hoofdzakelijk beheerst door de energie van de ontleding, hoewel zij ook afhangt van de aard en de druk der gasvulling, van de vorm der ontledingsbuis en tot op zekere hoogte van de werkspanning der lamp.

De keuze van deze werkspanning komt neer op het zoeken van een compromis tussen een aantal

⁶⁾ H. N. Olsen en W. S. Huxford, Dynamic characteristics of the plasma in discharges through rare gases, *Phys. Rev.* **87**, 992-930, 1952.

⁷⁾ De fundamentele processen die zich afspelen bij vonkontledingen in waterstof en argon, zijn bestudeerd door J. D. Craggs en J. M. Meek, The emission of light from spark discharges, *Proc. Roy. Soc. A* **186**, 241, 1946.

tegenstrijdige eisen. Om bij de omzetting van elektrische in lichtenergie het grootste nuttig effect te verkrijgen, moet men de elektrische veldsterkte zo groot mogelijk maken. Men wil daarentegen de spanning juist laag houden om lekstromen in de condensatoren tot een minimum te beperken en om de veiligheid zo hoog mogelijk op te voeren, speciaal in draagbare apparaten. Voor de hier beschreven lampen is een werkspanning gekozen van 2,5 kV, behalve voor de LSD 2 (10 kV) en de LSD 24 (1000 V).

Niettegenstaande de lagere werkspanning van de LSD 24 is bij deze lamp een beter lichtrendement verkregen dan voor de lampen die bij 2,5 kV werken. In het ontwerp van de LSD 24 komt het huidige streven tot uiting om lagere werkspanningen te gebruiken, speciaal voor buizen in draagbare flitsapparaten. Dit streven is aangewakkerd doordat er sinds enige jaren betrouwbare electrolytische condensatoren beschikbaar zijn gekomen die voor een spanning van 500 V kunnen worden gebruikt. Er wordt hierdoor een aanzienlijke ruimtebesparing bereikt. Bovendien is het gewicht van de electrolytische condensator klein, vergeleken met dat van een papiercondensator van dezelfde capaciteit, en dit is op zichzelf reeds voldoende om het nadeel van de betrekkelijk grote lekstroom te compenseren.



Fig. 5. Flitslamp van het type LSD 24 (1000 V).

Voor de LSD 24, met een werkspanning van 1000 V, wordt een combinatie van in serie en parallel geschakelde condensatoren gebruikt.

Om tot deze lage werkspanning te komen, is de LSD 24 aanzienlijk korter dan de andere flitslampen en heeft zij de vorm van een eenvoudige U-buis (fig. 5). Bovendien is de diameter van de ontladingsbuis groter gemaakt, om de grote stromen te kunnen verwerken, die piekwaarden in de buurt van 1000 ampère kunnen bereiken. Er zijn robuuste electrodes nodig om de vrijkomende warmte te kunnen verdragen. De lichtopbrengst bij verschillende belastingen, tot 100 joules, is weergegeven in fig. 6. Men ziet dat er ten opzichte van de LSD 3 een aanzienlijk verbetering is bereikt.

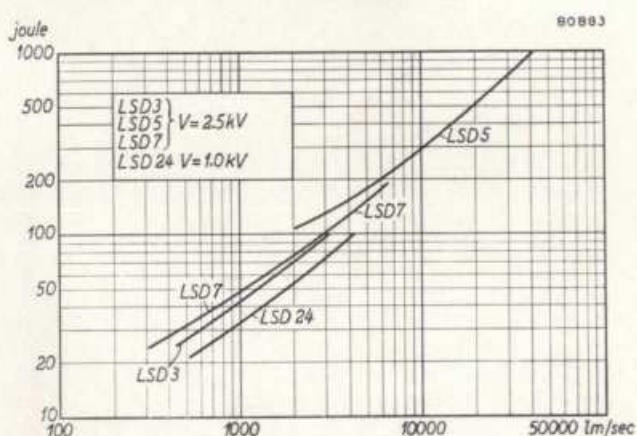


Fig. 6. Lichtopbrengst van een aantal flitslampen als functie van de beschikbare energie in de condensator. Men ziet dat het rendement van een gegeven lamp toeneemt met de energie.

In fig. 6 is ook de lichtopbrengst van een aantal andere flitslampen uitgezet. Men ziet dat het lichtrendement van een lamp toeneemt met de energie van de ontlading. Deze energie kan echter niet onbeperkt worden opgevoerd, omdat men dan last begint te krijgen van haarscheurtjes in de glaswand (zie onder). Onder normale werkcondities ligt het lichtrendement van de meeste normale lampen in de buurt van 30-40 lumen per watt, hoewel met sommige typen van lampen hogere waarden bereikt kunnen worden.

Toelaatbare belasting

De maximale energie die door een ontladingsbuis van gegeven afmetingen kan worden verwerkt, wordt beperkt door de maximale stroom die er door heen kan worden gestuurd zonder dat de buis te hoog verhit wordt. Het blijkt dat de grote hoeveelheid warmte die gedurende de ontlading vrijkomt, het binnenoppervlak van het glas kan doen smelten; de spanningen die dan na afkoeling



Fig. 7. Ontladingsbuis met haarscheurtjes aan de binnenzijde van de glaswand. In dit geval vertoonden deze scheurtjes een zeer regelmatig schroefvormig patroon.

ontstaan, geven aanleiding tot het optreden van haarscheurtjes (fig. 7). Hoewel het verschijnsel, mits in geringe mate optredend, de buis niet mechanisch verzwakt, kan het toch een verhoging van de minimale werkspanning veroorzaken, als gevolg van gassen die uit de wanden worden vrijgemaakt. Daarom moet de buis zo worden gedimensioneerd dat bij de grootste nominale belasting nog geen haarscheurtjes optreden.

De haarscheurtjes ontwikkelen zich meestal pas enige tijd nadat de ontleding heeft plaatsgehad, en alleen in het geval van zware overbelasting ontstaan zij onmiddellijk. Het effect treedt vooral op in de omgeving van de electrodes en ook bij scherpe hoeken en bij vernauwingen in de buis. Gewoonlijk zijn de scheurtjes niet diep, maar zij hebben de neiging zich over het oppervlak uit te breiden. In het geval van zware overbelasting kunnen de scheurtjes echter wel zo diep worden dat zij een breuk van de buis veroorzaken.

Door een speciale behandeling kan het glasoppervlak beter bestand worden gemaakt tegen het optreden van haarscheuren, zodat een buis voor een gegeven belasting iets kleiner kan worden geconstrueerd.

De ontsteking

De hulpelectrode, die dient om de ontleding in te leiden, kan inwendig of uitwendig zijn aangebracht; zie bijv. fig. 1a (inwendige ontstekelelectrode) en fig. 5 (uitwendige ontstekelelectrode). De ontstekelelectrode heeft dezelfde potentiaal als de anode, die gewoonlijk geaard is, en de kathode heeft een grote negatieve potentiaal (fig. 3).

Was er geen ontstekelelectrode, dan zou het elektrische veld tussen anode en kathode nagenoeg homogeen zijn. Is de ontstekelelectrode aangebracht, dan is het veld bijna geheel geconcentreerd tussen de kathode en de punt van deze ontstekelelectrode. Desondanks treedt nu geen doorslag op. Wordt thans echter een positieve spanningsimpuls aan de ontstekelelectrode toegevoerd, dan wordt de veldsterkte tussen de kathode en de ont-

stekelelectrode zo groot dat in deze omgeving aanwezige electronen voldoende worden versneld om het gas te ioniseren. Zo wordt dus de ionisatie ingeleid en tegelijkertijd komen er secundaire electronen vrij uit de glaswand terwijl fotonen worden geproduceerd. De ionisatie breidt zich snel uit in de richting van de anode, totdat ten slotte de afstand tussen de anode en de kathode is overbrugd en de weg voor de hoofdontlading gereed is. In de foto's van fig. 8 ziet men dat de hoofdontlading aanvankelijk de baan van de ontstekelelectrode nauwkeurig volgt. Als de ontlading zich volledig ontwikkeld heeft, vult zij de gehele doorsnede van de buis. De afgebeelde lamp is een LSD 24: in het ene geval bestaat de ontstekelelectrode uit een schroefvormig om de buis gewonden draad, terwijl zij in het andere geval bestaat uit een strook metaal, die langs de buis is gelegd en op haar plaats wordt gehouden door een ring om ieder been van de buis.

Om de beste configuratie voor de ontstekelelectrode uit te zoeken, stuurt men met behulp van een stroombegrenzende weerstand een continue glimontlading door de buis. Het blijkt dat deze ontlading een bepaalde weg volgt, die gewoonlijk samenvalt met de kortste verbinding tussen de electrodes. Als men de ontstekelelectrode de aldus bepaalde weg zo nauwkeurig mogelijk laat volgen, is de vereiste ontsteekspanning het kleinst.

De nodige piekwaarde van de ontsteekimpuls hangt nog af van zijn steilheid en van zijn teken.

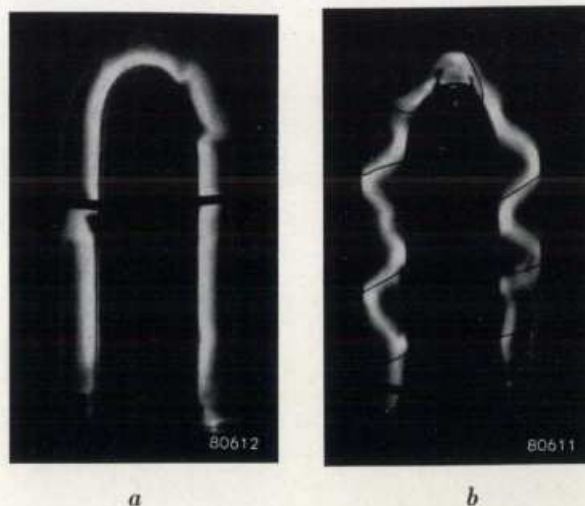


Fig. 8. Foto's van de ontleding in een flitslamp van het type LSD 24. Men ziet dat de weg die de ontleding volgt, langs de ontstekelelectrode ligt.

a) LSD 24 met een reep metaal als ontstekelelectrode. De donkere band om elk der benen van de ontladingsbuis is veroorzaakt door een klemring.

b) LSD 24 met een schroefvormig om de buis gewikkelde draad als ontstekelelectrode.

Deze foto's werden genomen bij een ontladingsenergie aanzienlijk beneden de normale waarde; de ontlading vult dan niet de gehele buis, waardoor de voorkeursweg zichtbaar wordt.

Gewoonlijk bestaat de impuls uit een sterk gedempte trilling, en het blijkt dat de nodige amplitude het geringste is als de frequentie van de oscillatie hoog is. Voor de ontsteking is het eerste maximum van de oscillatie het belangrijkste, hoewel de daarop volgende maxima ook enige invloed hebben (behalve in het geval van ultrasnelle flitslampen). Om de ontsteking zo effectief mogelijk te doen zijn, moet de tijd waarna het eerste maximum wordt bereikt, zo kort mogelijk zijn. Bovendien moet dit een positief maximum zijn, als de normale opstelling met een geaarde anode wordt toegepast (zie fig. 3). Bij de lampen voor een werkspanning van 2500 V worden ontsteekspanningen van de orde van 3000 V toegepast. Op het ogenblik van ontsteking bestaat er dus een spanning van ongeveer 5500 V tussen de kathode en de ontsteekelektrode. Om te voorkomen dat de ontsteking zal weigeren, moet de toegevoerde ontsteekspanning natuurlijk groter zijn dan de laagste spanning waarbij ontsteking verzekerd is. Er is nl. een grote spreiding in de ontsteekspanningen voor verschillende exemplaren van hetzelfde type lamp en zelfs voor achtereenvolgende ontstekingen van hetzelfde exemplaar. De oorzaken van de spreiding zijn dezelfde als die van de spreiding in de spontane doorslagspanning, die we hieronder zullen bespreken. Men kan de ontsteekspanning niet onbeperkt opvoeren wegens het gevaar van glijvonken over de lampvoet of langs het buitenoppervlak van de lamp. Wel kan men de vereiste spanning enigszins beperken door een kathode te gebruiken die met een alkali- of aardalkalimetaal is bedekt. (Dit heeft ook een zekere verlaging van de spontane doorslagspanning van de ontladingsbuis tot gevolg, wat echter gecompenseerd kan worden door de gasdruk enigszins te verhogen.) Gewoonlijk gebruikt men voor dit doel barium dat in vacuum op de kathode wordt verstoven. Dit barium vervult ook nog een andere belangrijke taak doordat het als getter werkt voor verontreinigingen die in het gas aanwezig kunnen zijn, of die gedurende de ontlading vrijkomen. Voor kathodes die op de beschreven wijze zijn behandeld, ligt de nodige ontsteekspanning dikwijls beneden 1000 V, maar met het oog op de spreiding worden spanningen van 3000 V toegepast.

De spontane doorslagspanning

De spanning op de hoofdcondensator waarbij een flitslamp ontsteekt zonder dat er een impuls aan de ontsteekelektrode wordt toegevoerd, noemen we de spontane doorslagspanning. Evenmin als de ontsteekspanning heeft deze spontane doorslagspanning een vaste waarde. In fig. 9a en b

is verticaal het aantal keren uitgezet dat een bepaalde flitslamp spontaan doorsloeg bij de spanningen die in de horizontale richting zijn uitgezet.

De spontane doorslagspanning hangt in hoge mate af van de voorgeschiedenis van de lamp. Wat dit betreft zijn ladingen op de binnenzijde van de glaswand waarschijnlijk de belangrijkste oorzaak van de grote spreiding. Deze oppervlakteladingen hangen af van voorafgaande ontladingen,

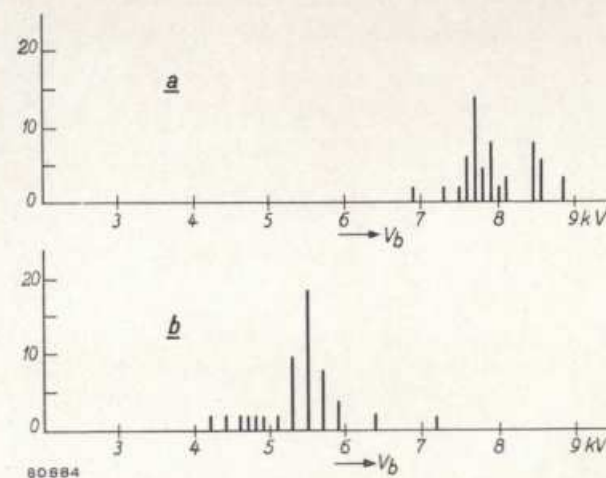


Fig. 9. Statistische variatie van de doorslagspanning V_b van een experimentele lamp van het type LSD 3.

a) Ontsteekelektrode op kathodepotentiaal.
b) Ontsteekelektrode op anodepotentiaal.

van de temperatuur, van de aard van het glasoppervlak en van eventueel aanwezige uitwendige velden. Een andere oorzaak van de spreiding is het optreden van ongewilde ionisatie, bijv. door licht, kosmische stralen enz.

Met het oog op deze spreiding moeten de lampen zo worden geconstrueerd dat hun gemiddelde spontane doorslagspanning veel hoger ligt dan de werkspanning die over de buis staat.

Een belangrijk punt is, dat de spontane doorslagspanning van een gegeven buis ook wordt beïnvloed door de snelheid waarmee de werkspanning op de buis wordt gezet. Hoe sneller dit gebeurt, des te lager zal de spontane doorslagspanning zijn. Daarom wordt een snel laden van de hoofdcondensator belet door er een stroombegrenzende weerstand mee in serie te schakelen (fig. 3).

Gedrag in de praktijk

De duur van de lichtflits

In de praktijk blijkt het gedrag van een flitslamp in hoge mate af te hangen van de schakeling waarin zij is opgenomen. Van de energie die in de geladen condensator is opgestapeld, wordt slechts een gedeelte in nuttige straling omgezet.

De rest blijft ten dele na de flits in de condensator achter en gaat voor een ander deel in de weerstand van het circuit en van de buis zelf verloren.

Is de ontleding eenmaal ingeleid, dan gedraagt de flitslamp zich verder als een zuivere weerstand⁸⁾. Dit kan worden afgeleid uit de krommen van fig. 10, waarin de spanning en de stroom als functie van de tijd zijn uitgezet. Deze krommen zijn ontleend aan metingen aan een experimentele lamp van het type LSD 3. Nadat de stroom zijn maximale waarde heeft bereikt, neemt zowel

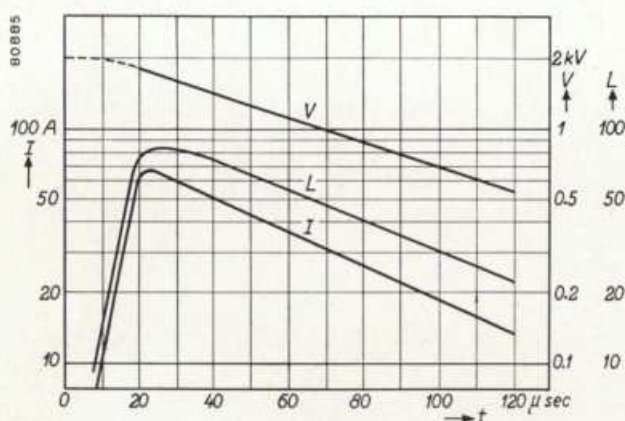


Fig. 10. Spanning (V), stroom (I) en lichtopbrengst (L), logarithmisch uitgezet als functie van de tijd (t) voor een experimentele lamp van het type LSD 3. Nadat zij hun maximale waarde hebben bereikt, zijn stroom en spanning nagenoeg evenredig. De kromme voor de lichtopbrengst heeft dezelfde vorm als die voor de stroom, behalve dat het maximum van eerstgenoemde kromme wat meer is uitgesmeerd dan dat van laatstgenoemde.

de stroom als de spanning exponentieel af, zodanig dat hun verhouding ongeveer constant is. Dit betekent dat de impedantie van de lamp een zuivere weerstand is.

De genoemde verhouding (ρ) heeft voor de meeste flitslampen een waarde van enige ohms, maar hangt nog af van de omstandigheden waaronder de buis werkt, o.a. van de spanning over de hoofdcondensator en van de capaciteit van deze condensator. De waarde is hoog als de capaciteit van deze condensator klein is; dit komt doordat de ontleding dan niet de gehele doorsnede van de buis in beslag neemt. Het product van de weerstand van de buis (ρ) en de capaciteit (C) van de condensator levert een globale tijdconstante $C\rho$ voor de ontleding. Bij de aldus verkregen waarde moeten enige microseconden worden opgeteld om

de inleiding van de ontleding in rekening te brengen⁹⁾.

Uit fig. 10 is te zien dat de kromme voor de lichtstroom dezelfde vorm heeft als de kromme voor de elektrische stroom, behalve dat het maximum in de lichtstroom wat meer uitgesmeerd is dan het maximum in de elektrische stroom. De tijdconstante $C\rho$ kan derhalve als een ruwe schatting van de minimale flitsduur worden gebruikt.

Deze methode om de flitsduur te berekenen, kan niet toegepast worden bij de LSD 2. Deze heeft nl. een korte rechte ontledingsweg, waarvan de impedantie zeer klein is en bovendien een inductieve component heeft, die aanleiding geeft tot een oscillerende ontleding. De flitsduur van de LSD 2 is onder normale omstandigheden van de orde van 5 microseconden. „Normale omstandigheden” houden in dat de in de ontleding gedissipeerde energie niet groter is dan 35 joules. Een dissipatie van 35 joules wordt gewoonlijk verkregen met een condensator van $2 \mu\text{F}$ die tot 10 kV is geladen. Daarbij wordt aangenomen dat de verliezen buiten de eigenlijke ontledingsbuis 65% bedragen. Door juiste belichting en ontwikkeling van de fotografische plaat kan men het fotografisch werkzame gedeelte van de flitsduur beperken tot 1-2 microseconden.

Energieverliezen

Een van de belangrijkste oorzaken van energieverlies in flitslampen is het warmteverlies in de buis zelf. Uit calorische metingen is gebleken dat dit verlies 60% van de totaal in de hoofdcondensator opgezamelde energie kan bedragen. Terloops zij opgemerkt dat de snelle warmte-ontwikkeling door de zeer sterke stromen die door de electrodes vloeien, de practisch belangrijke consequentie heeft dat gelet moet worden op goede lassen tussen de electrodes en de toevoerdraden.

De verliezen in het uitwendige circuit bestaan uit dielectriche verliezen in de condensator en weerstandsverliezen in de bedrading. Gezien de optredende sterke stromen (tot 10^4 ampère), kunnen deze verliezen zeer groot worden. Om ze te beperken en om tevens de flitsduur zo kort mogelijk te maken, dienen condensatoren met geringe lek en met zeer geringe zelfinductie te worden gebruikt, terwijl tevens de verbindings-

⁸⁾ Dit is voor het eerst aangetoond door M. Laporte, Etude de la décharge d'un condensateur à travers un tube à gaz, J. Physique 8, 332, 1937. Zie ook P. M. Murphy en H. E. Edgerton, Electrical characteristics of stroboscopic flash lamps, J. appl. Phys. 12, 849, 1941.

⁹⁾ Voordat de stroom zijn maximale waarde heeft bereikt, is de verhouding van spanning en stroom zeer groot. Deze is natuurlijk oneindig voordat de ontleding is begonnen. Na zekere tijd wordt de spanning over de buis onvoldoende om de ontleding te onderhouden, de stroom neemt dan verder niet meer exponentieel af, maar valt snel tot nul terug. De weerstand van de buis wordt dan opnieuw oneindig.

draden zo kort mogelijk moeten zijn. Afhankelijk van de omstandigheden kunnen de verliezen buiten de lamp tussen 10 en 50% van de totale energie bedragen die in de condensator is verzameld. In het geval van de LSD 2 kunnen deze verliezen zelfs tot 70% oplopen. Monteert men de lamp rechtstreeks op de condensator, dan kan dit tot 60% worden teruggebracht. Een dergelijke montage levert tevens de kortste flitsduur.

Een andere oorzaak van energieverlies is de lading die in de condensator achterblijft doordat, wanneer de spanning tot een zekere waarde (de doofspanning) is afgenomen, de ontlading afbreekt. Tenzij men na het flitsen onmiddellijk de condensator opnieuw laadt en weer flitst, zal de achtergebleven restlading weglekken en dus een energieverlies opleveren. De doofspanning hangt af van de vorm van de lamp, van de gasvulling en van de werkspanning. Voor een gegeven lamp en een beginspanning van de condensator van een paar kV, bedraagt de doofspanning V' een paar honderd volt, en wel is V' groter naarmate de beginspanning hoger was.

Verwaarlozen wij V' , dan moet voor een gegeven nominale energiedissipatie de capaciteit van de condensator omgekeerd evenredig met het kwadraat van de werkspanning worden gekozen. De restspanning V' voor een gegeven lamp neemt slechts weinig toe met de werkspanning, zodat de restenergie $\frac{1}{2}CV'^2$ relatief minder wordt indien men de werkspanning opvoert. Zo is bijv. bij een lamp voor 100 joule flitsenergie en een nominale werkspanning van 2,5 kV (waarvoor $C = 32 \mu\text{F}$ moet zijn) de restenergie in de condensator ongeveer 1,4 joule. Verlaagt men de werkspanning tot 1 kV ($C = 200 \mu\text{F}$), dan is de restenergie 9 joule. Voor lampen echter die ontwikkeld zijn voor lagere werkspanningen (bijv. de LSD 24), is de doofspanning evenredig lager, zodat dan het energieverlies dat te wijten is aan de restlading in de condensator, toch slechts een paar % bedraagt.

Levensduur van flitslampen

Theoretisch is er geen grens gesteld aan het aantal keren dat een flitslamp gebruikt kan worden. Bij steekproeven, die geregeld worden genomen, wordt het proefexemplaar gewoonlijk 10 000 maal achter elkaar ontstoken. Men heeft echter ook eens een lamp 100 000 maal achter elkaar laten flitsen, zonder dat enige achteruitgang in electrisch opzicht werd waargenomen; er had zich wat barium van de kathode op de glaswand afgezet, doch het uitgezonden licht werd hierdoor niet noemenswaard verzwakt.

Enige praktische problemen bij de constructie

Op grond van de boven beschreven principes en gegevens is een serie lampen voor algemene en speciale doeleinden ontwikkeld. Enige van deze lampen ziet men afgebeeld in fig. 2 en van een viertal van deze is in fig. 6 de lichtopbrengst uitgezet als functie van de flitsenergie.

Wij zullen nu nog kort enige problemen bespreken die zich bij de ontwikkeling der lampen hebben voorgedaan.

Warmte-afvoer

Het probleem van de warmte-afvoer treedt vooral op de voorgrond bij de lampen voor grote flitsenergie en bij lampen voor stroboscopisch onderzoek. Van speciaal belang is het electrische geleidingsvermogen van het glas en de kans op haarscheurtjes. Beide nemen met de temperatuur toe.

Een gevolg van het geleidend worden van het glas bij hogere temperatuur is dat er energie wordt onttrokken aan het ontsteekcircuit, waardoor het gevaar dreigt dat de beschikbare ontsteekspanning zover daalt dat geen ontsteking optreedt. Wordt de ontsteekspanning constant gehouden op de waarde die nodig is voor een koude lamp, dan loopt men kans dat door de ontsteking de hete glaswand wordt geperforeerd. Bijzonder ernstig was dit probleem bij de professionele lamp type LSD 5. Deze bevat nl. een 50 W-gloeilamp, die gebruikt wordt bij het opstellen van de te fotograferen scene en waaromheen de schroefvormig opgewikkelde ontladingsbuis is geplaatst; de buis komt daardoor op een temperatuur van 300 °C. Bij deze flitslamp werd derhalve de ontsteekelectrode aangebracht in een afzonderlijke glazen spiraal, die koel genoeg blijft om haar isolerende eigenschappen te behouden (fig. 11). Nu kan de ontsteekspanning zelfs tot 6 kV worden opgevoerd en men kan de lamp met 200-1000 joules belasten. Fig. 12 is een voorbeeld van een aantal snel op elkaar volgende flitsopnamen die met deze lamp werden gemaakt.

Ook de stroboscooplamp type LSD 8, die voor een continue dissipatie van 20 W is ontworpen (0,04 joules per flits, bij 500 flitsen per seconde), wordt heet bij normaal gebruik en is daarom voorzien van eenzelfde soort ontsteekelectrode als de LSD 5. Past men geen afzonderlijk beschermde ontsteekelectrode toe, dan kan de ontsteking gaan haperen als de ontladingsbuis een temperatuur van 300 °C bereikt.

Er is ook geëxperimenteerd met een flitslamp die bij veel hogere temperaturen kon werken. Hierin werd een buis van kwartsglas gebruikt in plaats van gewoon glas. Bovendien was de beschermende

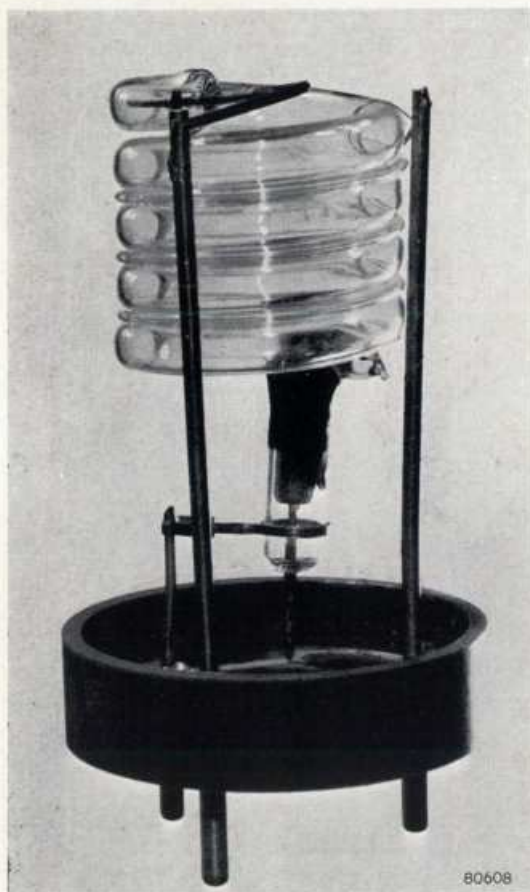


Fig. 11. De flitslamp LSD 5, met een dissipatie van 1000 joule per flits. De ontsteekelektrode is hier beschermd door een afzonderlijk glazen buisje, dat de windingen van de eigenlijke ontladingsbuis volgt.

glazen mantel vervangen door een nikkelen kooi. Hierdoor werd niet alleen de warmte sneller afgevoerd, maar er werd ook geen ultraviolette straling geabsorbeerd. Zulk een lamp kon 1000 joules per flits dissiperen, hoewel ze niet groter was dan de LSD 7, die berekend is voor 200 joules (en een normale glazen buis bezit).

Er is nog een andere experimentele lamp vervaardigd, die 10 000 joules per flits kan dissiperen. De wederom schroefvormige ontladingsbuis was van glas, de temperatuur werd in dit geval voldoende laag gehouden door de speed van de schroef groot te kiezen.

Kathodeverstuiving

In stroboscooplampen verstuipt bij iedere flits enig kathodemateriaal, dat neerslaat op de glaswanden. Bij de constructie van deze lampen zijn maatregelen genomen om te verhinderen dat het neerslag terecht komt op plaatsen waar het het uitgestraalde licht zou onderscheppen. Er wordt een kathode met grote diameter gebruikt, zodat er slechts een nauwe ringvormige opening blijft tussen de kathode en de glazen wand; ook de ruimte achter de kathode is zo klein mogelijk gemaakt. De redenen waarom deze constructie is toegepast, worden duidelijk indien men zich de gasstromingen voorstelt die zullen optreden als gevolg van een ontlading. Het gas wordt sterk verhit en de druk loopt ineens op tot vele malen de oorspronkelijke



Fig. 12. Een meervoudige flitsfoto gemaakt met behulp van een lamp van het type LSD 5. (Foto van Ronald Startrup, gepubliceerd in Picture Post.)

waarde. Er wordt een stootgolf opgewekt die langs de electrodes loopt en waardoor de verstoven deeltjes in de nauwe ringvormige ruimte worden gesleept. Hier hebben zij een grote kans dat zij de glaswand bereiken en erop neerslaan voordat de gereflecteerde golf ze terugvoert in de ontladingsruimte. De verstoven deeltjes zullen het gemakkelijkst neerslaan als de snelheid van het meesleepende

voering had een aanzienlijk grotere lichtopbrengst dan de standaarduitvoering, met behoud van de zeer korte flitsduur. Bij gebruik van xenon trad echter een moeilijkheid op als gevolg van het grotere atoomgewicht. Zoals hierboven reeds is opgemerkt, wordt bij de ontlading een stootgolf opgewekt, die tegen de einden van de ontladingsbuis wordt gereflecteerd. De botsing van de

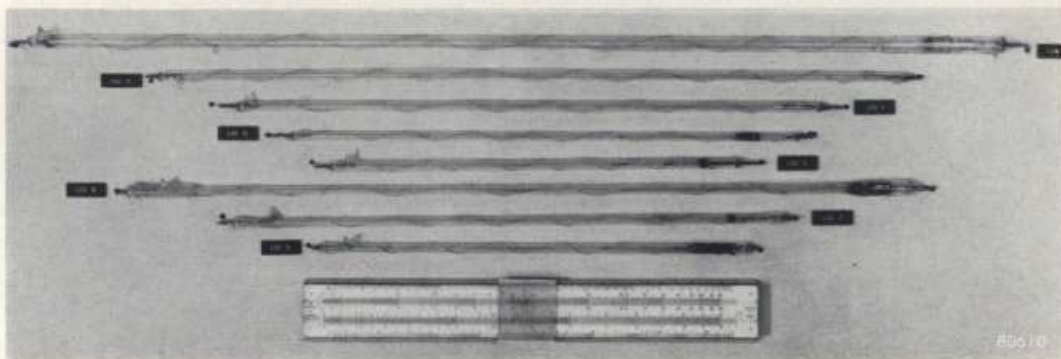


Fig. 13. Lijnvormige flitslampen. Deze lampen worden hoofdzakelijk gebruikt voor Wilson-kamers en bij medische onderzoeken. Een andere toepassing is die bij fotografische reproductie, waar de snelheid en de zeer geringe warmte-ontwikkeling voordelen bieden boven de conventionele lichtbronnen. Het rendement van de lijnvormige lampen is groot, maar vorm en afmetingen maken hen ongeschikt voor algemeen gebruik.

gas gering is. Is de ruimte achter de kathode klein, dan komt het opgestuwde gas ter hoogte van de kathode even geheel tot staan, waardoor dus het neerslaan van de meegesleepte deeltjes zeer bevorderd wordt. Is de ruimte achter de kathode groot, dan heeft de stootgolf de neiging zich op te lossen in wervelingen en de meegesleepte deeltjes worden teruggevoerd naar de ontladingsruimte, waar zij dan bij voorkeur neerslaan.

Vooraf bij stroboscooplampen voor grote vermogens wordt een aanzienlijke hoeveelheid kathodemateriaal verstoven. Hier is de beschreven constructie bijzonder succesvol gebleken: de neerslag wordt nu beperkt tot een smal ringoppervlak nabij het uiteinde van de kathode en dringt niet door in de ontladingsruimte.

Lampen voor speciale doeleinden

Behalve de besproken lampen zijn ook een aantal lampen met rechte ontladingsbuizen ontworpen (fig. 13). Bovendien zijn er een aantal lampen voor bijzondere doeleinden ontwikkeld. Sommige van deze lampen wijken alleen wat hun vorm betreft van de normale uitvoeringen af. Zij zijn bijv. bestemd voor het fotograferen in moeilijk toegankelijke of in zeer beperkte ruimten, zoals in petroleumboorgaten.

Er is een speciale uitvoering van de LSD 2 ontwikkeld met xenon in plaats van argon. Deze uit-

zwaardere xenon-atomen tegen de glaswand is soms voldoende om breuk te veroorzaken. Om dit te voorkomen, moesten bepaalde gedeelten van de glaswand aanzienlijk dikker gemaakt worden.

Er zijn ook lampen gemaakt met meer electrodes. Een van deze, die ontworpen was voor toepassing in een speciaal onderzoek, bestond uit twee coaxiale glazen buizen die aan het ene einde samengesmolten waren en aan het andere einde in open verbinding met elkaar stonden (fig. 14a). Iedere buis

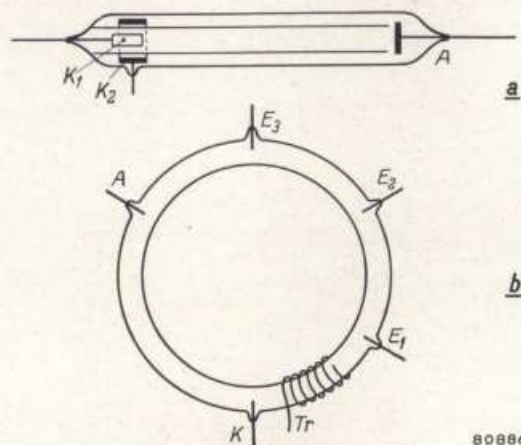


Fig. 14. Een tweetal experimentele lampen.
a) Twee coaxiale buizen; door de buitenste kunnen flitsontladingen worden gestuurd terwijl men in de binnenste een continue ontlading onderhoudt.
b) Een lamp met vier electrodes, die vier achtereenvolgende flitsen levert na één ontstekingsimpuls.

bevatte aan het gesloten einde haar eigen kathode, terwijl zij aan het andere einde een gemeenschappelijke anode hadden. In de binnenste buis kon een continue ontlading onderhouden worden, terwijl door de buitenste buis flitsontladingen werd gestuurd. Een andere lamp met meer electrodes, eveneens voor wetenschappelijke onderzoeken, werd zo geconstrueerd dat zij na een ontstekingsimpuls vier opeenvolgende flitsen leverde. De ontladingsbuis was cirkelvormig (fig. 14b) en bevatte behalve de kathode en de anode nog drie tussengelegene electrodes. De condensatoren werden ofwel tussen telkens twee op elkaar volgende electrodes geschakeld ofwel tussen iedere electrode en een gemeenschappelijke kathode. Was er een ontlading tussen twee electrodes aan de gang gebracht, dan werden door het expanderende gas electronen snel naar de ruimte van het volgende paar electrodes meegevoerd, waartussen dan eveneens een ontlading optrad. Op dezelfde wijze kwamen de ontladingen tussen het derde en vierde paar electrodes tot stand. De tijdsverschuiving tussen de ontladingen van de diverse electrodeparen was bij een gegeven buis en onder gegeven omstandigheden geheel reproduceerbaar.

Andere meerelectrodelampen zijn gemaakt voor stroboscopische doeleinden. Een van de eenvoudigste hiervan bestond uit een U-vormige buis met kathodes aan het einde van ieder been en met een gemeenschappelijke anode in de bocht. De twee benen kunnen dan om de beurt een flits geven, zodat de belasting van ieder been bij een gegeven frequentie wordt gehalveerd.

Men trekt soms profijt van de bijzondere elektrische eigenschappen van flitslampen door ze als schakelement in elektrische netwerken te gebruiken. Een voorbeeld hiervan is het gebruik van een flitslamp om een magnetron na te bootsen dat de belasting vormt voor een impulsvormend netwerk. Andere flitslampen zijn gebruikt om stroomimpulsen te leveren voor de excitatie van magnetostrictieve oscillatoren in een echolood-opstelling. Bij deze toepassingen is de lichtopbrengst natuurlijk een onbelangrijk bijverschijnsel. Gewoonlijk gebruikt men hier argon als gasvulling.

Electronische flitslampen hebben nu vaste voet gekregen in de fotografische wereld. Het is te verwachten dat door een beter inzicht in hun werking, gesteund door praktische ervaring, de flitslampen nog verder zullen worden ontwikkeld, in het bijzonder wat betreft de beperking van de afmetingen, de verlaging van de werkspanningen en de verbetering van het lichtrendement.

Samenvatting. De principes van de werking en de grondslagen van de constructie van electronische flitslampen worden besproken. De gasvulling en de eigenschappen van de ontlading komen ter sprake, en de diverse parameters zoals lichtopbrengst, werkspanning en de belasting, die het ontwerp van een lamp beheersen, worden nader bekeken. Het mechanisme van de ontsteking wordt uiteengezet, waarna de invloed van het uitwendige circuit op het gedrag van flitslampen wordt behandeld, benevens de „weerstand” van de lampen, de flitsduur en de energieverliezen. Ten slotte worden in het kort enige praktische problemen behandeld die zich bij de constructie hebben voorgedaan, en er worden enige ongewone experimentele buizen beschreven.

VERSTERKERS MET TEGENKOPPELING VOOR DRAAGGOLFTELEFONIESYSTEMEN

door J. te WINKEL.

621.375.232:621.395.44

In de draaggolftelefoniesystemen, die voor interlocale en internationale verbindingen worden gebruikt, heeft men het aantal tegelijk over één lijn gestuurde gesprekken tegenwoordig tot enige tientallen of soms zelfs enige honderden opgevoerd. De zeer brede frequentiebanden, die voor dit doel door de kabel moeten worden overgebracht, brengen interessante problemen mee voor de bouw der lijnversterkers, die op gezette afstanden in de kabel moeten worden geschakeld.

Inleiding

Het is de laatste tijd uit economische overwegingen meer en meer gebruikelijk geworden het telefoonverkeer tussen op enige afstand gelegen plaatsen te „bundelen”, in die zin dat een aantal gesprekken tegelijk over één lijnverbinding gezonden wordt. Daartoe wordt het laagfrequente signaal, dat gewoonlijk beperkt wordt tot frequenties tussen 300 en 3400 Hz, gemoduleerd op een bepaalde, voor ieder gesprek verschillende draaggolf, waardoor een verschuiving van de frequentieband tot stand komt. Het aantal gesprekken dat men aldus over één lijn kan zenden door deze banden (kanalen) naast elkaar te leggen, wordt bepaald door de totale bandbreedte die de lijn kan overbrengen. Bij moderne telefoonkabels die een aantal aderparen bevatten en symmetrische kabels worden genoemd (ter onderscheiding van de aanstonds te noemen coaxiale kabels), gaat men tegenwoordig gewoonlijk tot 48 of 60 kanalen per aderpaar. De grens van het aantal kanalen, dus de breedte van de over te brengen totale frequentieband, wordt geheel door de eigenschappen van de kabel bepaald. De principiële begrenzende factor hierbij is het overspreken, daar dit sterker wordt met toenemende frequentie, dus met toenemend aantal kanalen ¹⁾. Door middel van speciale maatregelen, waar we verderop nog over zullen spreken, wordt het overspreken weliswaar steeds zoveel mogelijk gecompenseerd. Het resterende bedrag maakt niettemin, dat er toch een hoogste frequentiegrens blijft bestaan. De ontwerper van de versterkers voor een telefonieverbinding op dit type kabel dient derhalve de totale bandbreedte als een gegeven grootheid op te vatten.

Wanneer men nog meer gesprekken over één paar geleiders wenst te transporteren door middel van het conventionele eenzijdigbandmodulatiesysteem, zal men op andere kabeltypen moeten overgaan. Hiervoor leent zich in het bijzonder de coaxiale kabel. Bij deze kabel wordt de ene geleider, de binnengeleider, geheel door de andere, de buitengeleider, omsloten. Dank zij het huid-effect in de buitengeleider is er bij niet te lage frequentie vrijwel geen uitwendig veld, zodat ook geen overspreken optreedt. Uit dit gezichtspunt is er dus geen beperking voor het aantal kanalen resp. de totale bandbreedte op een dergelijke kabel. Maar aangezien ook van dit kabeltype de demping met de frequentie toeneemt, moet de versterking groter worden voor een bredere frequentieband, ofwel de versterkers moeten op kortere afstand van elkaar worden geplaatst. Het aantal kanalen wordt hier in principe door de versterker beperkt. In de praktijk komt men uit op banden van 4 tot 8 MHz breedte, plaats biedend aan 1000 tot 1800 kanalen. Dit grote aantal kanalen is op zichzelf een voordeel van de coaxiale kabel. Het voert echter ook tot een aantal moeilijkheden, zodat symmetrische en coaxiale kabels ieder hun eigen toepassingsgebied hebben ²⁾.

De versterkers die in deze verbindingen op bepaalde onderlinge afstanden moeten worden opgenomen, de zogenaamde lijnversterkers, vormen het onderwerp van dit artikel. Zij zullen aan een aantal bijzondere eisen moeten voldoen. Welke deze eisen zijn, en in hoeverre en onder welke omstandigheden men eraan kan voldoen, zullen wij nu nader uiteenzetten. Ten slotte zal op bepaalde uitvoeringen wat dieper worden ingegaan.

¹⁾ Zie bijv. G. H. Bast, D. Goedhart en J. F. Schouten, Een draaggolftelefoniesysteem voor 48 kanalen, I, Philips techn. T. 6, 161-171, 1947.

²⁾ Voor een uitvoeriger discussie van beide systemen zie men H. N. Hansen en H. Feiner, Draaggolftelefonie op coaxiale kabels, Philips techn. T. 14, 14-23, 1952.

De eisen die aan de lijnversterker worden gesteld

We zullen de eisen die men aan een lijnversterker voor draaggolftelefonie moet stellen, eerst even opsommen en ze daarna punt voor punt wat uitvoeriger bespreken. Deze eisen zijn:

- 1) Grote absolute bandbreedte.
- 2) Grote relatieve bandbreedte.
- 3) Versterking zeer constant met de tijd (stabiliteit).
- 4) Versterking onafhankelijk van de amplitude van het te versterken signaal (lineariteit).
- 5) Behoorlijke vermogensversterking.
- 6) Voorgeschreven ingangs- en uitgangsimpedantie (d.z. de impedanties die de versterker aan de lijn presenteert).

Grote absolute bandbreedte

De absolute bandbreedte, d.i. het verschil tussen de hoogste en de laagste frequentie van het te versterken signaal, is groter naarmate het aantal kanalen groter is. Bij symmetrische kabels gebruikt men voor 48 kanalen de band van 12-204 kHz en voor 60 kanalen die van 12-252 kHz. Bij coaxiale kabels is de bandbreedte veel groter en, zoals we in de inleiding gezegd hebben, door de prestaties van de versterker bepaald. De huidige stand van de techniek maakt het zeer wel mogelijk versterkers te construeren voor de banden van bijv. 60 tot 4100 kHz of ook van 0,3 tot 8 MHz.

Men ziet dat deze bandbreedten van dezelfde orde van grootte zijn als die welke men nodig heeft voor het overbrengen van een televisiesignaal (5 MHz voor de 625-lijnen-norm). De hierboven genoemde versterker voor 0,3-8 MHz is dan ook mede voor deze toepassing ontworpen. Behalve aan de hierboven genoemde, moet men nog aan andere, speciaal voor de televisietransmissie geldende, eisen voldoen, waarop we hier niet verder ingaan.

Grote relatieve bandbreedte

De vereiste relatieve bandbreedte, dwz. de verhouding tussen hoogste en laagste frequentie, wordt altijd groot doordat men bij gegeven absolute bandbreedte de laagste frequentie, en daarmee ook de hoogste, zo laag mogelijk zal trachten te leggen, aangezien de demping bij beide soorten kabels met de frequentie toeneemt. Bij de bovengenoemde banden van 0,3 tot 8 MHz en 60 tot 4100 kHz is de relatieve bandbreedte omstreeks 27 : 1 resp. 70 : 1.

Een grote relatieve bandbreedte brengt de volgende moeilijkheden mee. De versterker heeft een aantal onderdelen, zoals zelfinducties en capaciteiten, waarvan de vereiste waarden, en dus ook meestal de afmetingen, groter worden naarmate de onderste grens van het frequentiegebied lager ligt.

Al deze onderdelen hebben allerlei bijeffecten, die met de afmetingen toenemen (bijv. de eigen capaciteit bij een spoel, de spreiding bij een transformator, de aardcapaciteit bij een condensator enz.). Deze bijeffecten verkleinen in het algemeen direct of indirect de versterking bij hogere frequenties. Zonder verder in details te treden, zal het duidelijk zijn dat hier, gegeven de stand van de techniek, een beperking van de relatieve bandbreedte bestaat. Naast de ontwerper van de versterker kan de constructeur van onderdelen hier nuttig werk doen door de storende effecten te verkleinen, bij voorbeeld door, gebruik makend van nieuwe materialen, de afmetingen te reduceren.

Constantheid van de versterking met de tijd (stabiliteit)

Door allerlei oorzaken kan de versterking in de loop van de tijd veranderen. Fluctuaties in de temperatuur en in de voedingsspanningen kunnen de eigenschappen van allerlei onderdelen doen variëren. Hetzelfde kan ook gebeuren zonder uitwendige invloeden, door het ouder worden alleen, speciaal bij buizen.

Voor al het versterken in coaxiale verbindingen worden strenge beperkingen aan de variaties van de versterking gesteld. Het blijkt hier in de praktijk namelijk dat de afstand tussen de versterkers niet groter dan 10 km kan zijn. Indien we iedere versterker op 1% constant konden maken (dat is een versterkingsvariatie van + of - 0,09 dB), dan zouden we bij 100 versterkers achter elkaar al een afwijking krijgen die ± 9 dB kan bedragen, waarbij de totale afstand van ca. 1000 km nog geenszins exceptioneel is. Weliswaar heeft men, omdat de kabeldemping varieert met de temperatuur, voor het geheel van kabel plus versterkers toch steeds een — al dan niet automatische — compensatie van versterkingsafwijkingen nodig. Omdat echter zulk een compensatie grote complicaties meebrengt, is het wenselijk niet meer te compenseren dan strikt noodzakelijk is, zodat men de variaties van de versterking tot het uiterste moet trachten te reduceren.

Bij versterkers in symmetrische kabelverbindingen is de eis minder streng, omdat we hier de versterkers 18 tot 25 km uit elkaar kunnen zetten, zodat we er voor een gegeven afstand minder nodig hebben.

Versterking onafhankelijk van de amplitude (lineariteit)

Als de momentele uitgangsspanning van een versterker geen zuiver lineaire functie van de momentele ingangsspanning is, krijgen we, bij een samen-

gesteld ingangssignaal, boventonen (harmonischen) en som- en verschiltönen in het uitgangssignaal. Wanneer nu een vrij groot aantal gesprekken tegelijk wordt versterkt, zal men in de gehele band stoorsignalen vinden, die tamelijk uniform verdeeld zijn en die men als ruis kan beschrijven. Deze ruis wordt intermodulatiëruis genoemd, omdat hij in hoofdzaak door samenwerking van verschillende frequenties ontstaat. Het is mogelijk (hoewel de som- en verschiltönen in het algemeen veel belangrijker zijn) de intermodulatiëruis te berekenen uit metingen van de tweede c.q. hogere harmonischen, uitgevoerd met een enkele, variabele, frequentie³⁾. Hieruit zijn de kwantitatieve eisen wat betreft „lineariteit” van de versterker af te leiden.

De intermodulatiëruis wordt verminderd als men de amplitudes van de ingangssignalen zeer klein maakt; dit kan men echter niet vrijelijk doen, omdat er nog andere oorzaken van ruis zijn (thermische ruis, ruis van buizen) die aan de ingang van de versterker optreden. Deze ruis hangt niet van de grootte van het signaal af en bepaalt een onderste grens voor de ingangsspanning, omdat men een zekere minimumwaarde voor de signaal-ruisverhouding zal eisen.

Vermogensversterking

Het leveren van een behoorlijk vermogen is op zichzelf geen probleem. Er zijn versterkbuizen genoeg, tot grote zendbuizen toe, die een groot vermogen kunnen leveren. Opvoeren van het uitgangsvermogen echter vergroot de afmetingen van de buizen evenals die van de uitgangstransformatoren, en maakt dus de onder (2) vermelde bijeffecten hinderlijker. Het blijkt in de praktijk bovendien dat het weinig zin heeft het uitgangsvermogen boven een zekere waarde op te voeren, zoals we met de volgende redenering kunnen inzien.

Het doel van de versterker is uiteraard het compenseren van de demping van een bepaalde kabel-lengte. Als voorbeeld nemen we een coaxiale kabel waarbij we op iedere 10 km een versterker hebben met een versterking van 50 dB en een maximaal uitgangsvermogen van 500 mW. Als we de versterking met een factor $\sqrt{10}$, dus 10 dB, zouden willen verhogen, dan moet, omdat het ingangssignaal vrijwel vast ligt (zoals hierboven al vermeld is), het uitgangsvermogen een factor 10 groter worden, dus 5 W. Dit zou de versterker aanzienlijk gecompliceerder maken en ook repercussies op de voedingsapparatuur hebben. Aanvaarden we evenwel deze bezwaren, dan zouden we een ver-

sterking van 60 dB hebben gekregen, en de afstand tussen de versterkers hebben kunnen vergroten tot

$$\frac{60}{50} \times 10 = 12 \text{ km,}$$

zodat er toch maar weinig versterkers te besparen zouden zijn. Voor 20 dB meer versterking en dus 14 km versterkerafstand zou men zelfs tot 50 W uitgangsvermogen moeten overgaan.

Ingangs- en uitgangsimpedantie

Bij versterkers voor symmetrische kabels is het nodig dat de impedantie die men vanuit de kabel aan de ingangs- en de uitgangsklemmen van de versterker ziet, gelijk is aan de karakteristieke impedantie van de kabel. Dit dient om het overspreekniveau laag te houden, zoals we met behulp van fig. 1 zullen verduidelijken. Hierin zijn 1 en 2 twee dicht bij elkaar gelegen aderpennen. Bij B bevindt zich de uitgang van twee versterkers en bij C de ingang van twee volgende versterkers. Stel nu dat bijv. bij A een overspreeksignaal, afkomstig van aderpaar 2, op aderpaar 1 ontstaat. Dit signaal zal zich daar naar beide zijden voortplanten. Het gedeelte dat in de figuur naar rechts gaat, zal in C aankomen tegelijk met het oorspronkelijke signaal op aderpaar 2, en wel onafhankelijk van de plaats A waar het signaal op 1 is gekomen. Door gebruik te maken van instelbare extra koppелеlementen tussen beide aderpennen kan men dit overspreek-

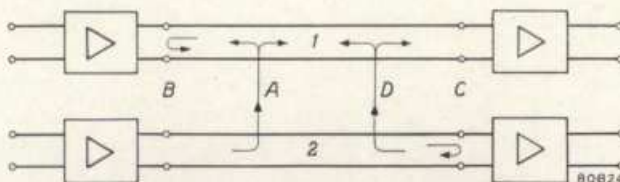


Fig. 1. Twee aderpennen (1 en 2) van een verbinding over symmetrische kabels. Bij B bevinden zich de uitgangsklemmen van twee versterkers, bij C de ingangsklemmen van de volgende versterkers. Een signaal dat bij A van 2 naar 1 „overspreekt”, plant zich bij 1 naar beide zijden voort. Het naar rechts lopende gedeelte (het meelopende) kan bij C gecompenseerd worden, doordat het in fase is met het oorspronkelijke signaal. Het gedeelte dat naar links gaat, mag bij B niet gereflecteerd worden, omdat dan door het (van de plaats A afhangende) fazeverschil geen compensatie mogelijk is. Bij C mag ook geen reflectie optreden, omdat het overspreken van dit gereflecteerde signaal (bijv. bij D) ook niet te compenseren is.

signaal voor alle plaatsen A tamelijk goed compenseren (het zg. balanceren van de aderpennen). Het gedeelte dat bij A naar links gaat en bij B gereflecteerd wordt, kan echter bij C niet meer gecompenseerd worden, doordat het ten opzichte van het directe signaal uit fase is geraakt, daar het een langere weg heeft moeten doorlopen. Om het over-

³⁾ Zie R. A. Brockbank en C. A. Wass, J. Inst. El. Engrs. III 92, 45-56, 1945.

sprekniveau zo laag mogelijk te houden, moeten we deze reflecties zo veel mogelijk vermijden en de aderporen bij *B* dus met hun karakteristieke impedanties afsluiten. De afsluiting bij *C* dient om de reflectie van het signaal zelf te vermijden. Dit gereflecteerde signaal kan nl. ook weer tot overspreken aanleiding geven, zoals in de figuur bij *D* is geschetst. Ook voor dit overspreeksignaal geldt dat het niet te compenseren is.

Bij versterkers voor coaxiale kabels, waar de overspreeksignalen met toenemende frequenties al gauw verwaarloosbaar klein worden, is een dergelijke aanpassing voor de overdracht van telefonie-signalen in het algemeen niet nodig (voor een televisiesignaal om andere redenen echter wel).

Ontwerp van de versterker; tegenkoppeling

Wij zien ons dus gesteld voor het volgende probleem: over een grote bandbreedte moeten we op betrouwbare wijze een zeer constante en zeer lineaire versterking realiseren. Het bekende middel dat de versterkertechniek hiertoe biedt, is een sterke tegenkoppeling. In dit tijdschrift is over tegenkoppeling reeds vaak geschreven⁴⁾; we zullen het principe daarom slechts zeer in het kort releveren. In fig. 2 zijn een versterker *A* en een tegenkoppelcircuit *B* getekend. De versterking van *A* zij μ . De uitgangsspanning V_u wordt in het circuit *B* afgetakt, zodanig dat een gedeelte βV_u van het te versterken signaal V_i afgetrokken wordt. Tussen de ingangsspanning V_i' en de uitgangsspanning V_u van de versterker *A* bestaan dan de betrekkingen:

$$V_i' = V_i - \beta V_u,$$

$$V_u = \mu V_i'.$$

Hieruit volgt:

$$V_u = V_i \cdot \frac{1}{\beta} \cdot \frac{\mu\beta}{1 + \mu\beta}.$$

We zien dat wanneer $\mu\beta$ groot is ten opzichte van 1, de spanningsversterking vrijwel gelijk wordt aan $1/\beta$ en daarmee niet meer afhankelijk is van μ , dwz. van de buizen en andere variabele of vervormende elementen in de afzonderlijke versterktrappen van het zg. μ -circuit. Daarentegen is β gelijk aan de verhouding van enige impedanties of aantallen windingen op een transformator en dus goed constant en lineair te maken.

Uit een nauwkeuriger berekening blijkt dat alle versterkingsvariatiaties ten gevolge van variaties in buizen en andere onderdelen van het μ -circuit,

alsmede de niet-lineariteit, met een factor $1 + \mu\beta$ gereduceerd worden.

De relatieve verandering van de versterking bij een verandering $\Delta\mu$ is zonder tegenkoppeling $\Delta\mu/\mu$, en met tegenkoppeling:

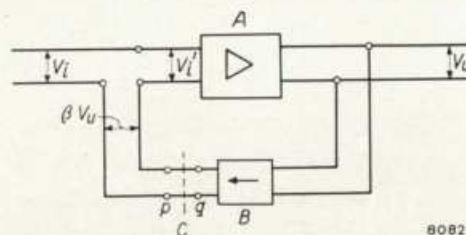
$$\frac{\Delta\mu \cdot \frac{d}{d\mu} \left(\frac{\mu}{1 + \mu\beta} \right)}{\frac{\mu}{1 + \mu\beta}},$$

hetgeen kan worden herleid tot

$$\frac{1}{1 + \mu\beta} \cdot \frac{\Delta\mu}{\mu}.$$

De verandering $\Delta\mu$ kan door variaties van alle mogelijke onderdelen zijn teweeggebracht.

We willen dus het product $\mu\beta$, de zg. tegenkoppel-factor, zo groot mogelijk maken. De resulterende versterking — dat is de versterking tussen ingangen- en uitgangsklemmen —, die, zoals gezegd, vrijwel gelijk is aan $1/\beta$, ligt door het ontwerp vast, zodat μ zo groot mogelijk moet zijn. Het blijkt echter dat de grote bandbreedte beperkingen aan μ oplegt, die we in het volgende zullen bespreken.



80825

Fig. 2. Versterker *A* met tegenkoppelcircuit *B*. In *B* wordt van de uitgangsspanning V_u een gedeelte βV_u afgetakt en in serie met de ingangsspanning van *A* gezet (in tegenfase). De totale versterking wordt hierdoor meer lineair en minder afhankelijk van grootheden die aan variatie onderhevig zijn.

Begrenzing van de versterking bij grote bandbreedte

Voor een enkele versterktrap, die we ons (enigszins vereenvoudigd) kunnen denken als een buis met steilheid *S* en anode-impedantie *Z*, bedraagt de versterking *SZ* (zolang *Z* klein is ten opzichte van de inwendige weerstand van de buis). Een overmijdelijk bestanddeel van *Z* is te wijten aan de totale parasitaire capaciteit, ter grootte $C_p = C_1 + C_2 + C_3$ (fig. 3), dus de som van de capaciteiten tussen anode en kathode, tussen rooster en kathode, en de bedradingscapaciteit.

Met deze capaciteit kan niets in serie geschakeld worden, wel echter een netwerk van impedanties parallel daaraan, en dit moet zo gekozen worden dat over de gegeven bandbreedte de grootst mogelijke versterking wordt verkregen. Volgens Bode⁵⁾

⁴⁾ Zie bijv. C. J. van Loon, Philips techn. T. 1, 264-270, 1936; B. D. H. Tellegen, Philips techn. T. 2, 289-294, 1937.

⁵⁾ H. W. Bode, Network analysis and feedback amplifier design, Van Nostrand, New York 1945.

moeten we als volgt te werk gaan. De parasitaire capaciteit denken we verdeeld in twee gelijke delen en de ene helft breiden we uit tot een ideaal laag doorlatend filter N (zie fig. 4). De afsnijfrequentie

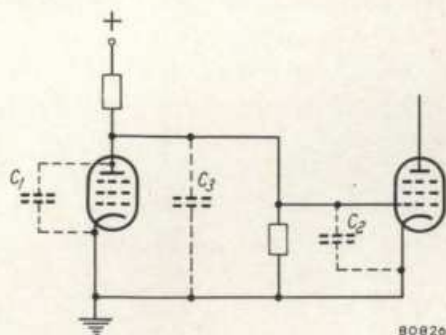


Fig. 3. Gedeelte van een versterker. Voor het bepalen van de anode-impedantie moeten we de volgende parasitaire capaciteiten meetellen:

C_1 : de anode-kathodecapaciteit van de buis,
 C_2 : de rooster-kathodecapaciteit van de volgende buis,
 C_3 : de capaciteit van de bedrading.

hiervan leggen we bij de hoogste over te brengen frequentie f_m . Het is uit de filtertheorie bekend dat voor de admittantie Y_p van een dergelijk filter bij de frequentie f de volgende algemene formule geldt:

$$Y_p = Y_0 \sqrt{1 - \frac{f^2}{f_m^2}}, \dots (1)$$

waarin Y_0 de gelijkstroomadmittantie voorstelt. Voor dit geval dient men te stellen: $Y_0 = \pi f_m C_p$. De totale admittantie Y in de anodekring is dus gelijk aan

$$Y = Y_p + j\pi f C_p = \pi f_m C_p \sqrt{1 - \frac{f^2}{f_m^2}} + j\pi f C_p. (2)$$

De absolute waarde hiervan is:

$$|Y| = \pi f_m C_p, \text{ zolang } f \leq f_m.$$

De versterking μ wordt dan:

$$\mu = S |Z| = \frac{S}{|Y|} = \frac{S}{\pi f_m C_p},$$

dus constant voor alle frequenties tussen 0 en f_m .

We zien dat de versterking en de impedantie in absolute waarde over het gehele gebied constant blijven. Deze impedantie is gelijk aan het dubbele van de impedantie van de parasitaire capaciteit bij de afsnijfrequentie. Dit is ook duidelijk als we bedenken dat de impedantie van het filter bij de afsnijfrequentie oneindig groot is (zie verg. 1). We hebben als het ware de helft van de parasitaire capaciteit uit de schakeling verwijderd.

Aangezien een ideaal filter oneindig veel elementen bevat, moeten we dit in de praktijk met een

of ander eindig netwerk benaderen, waarmee we 80 tot 90% van de theoretische maximale versterking kunnen halen. Dit in aanmerking nemend, blijkt de versterking volgens het bovenstaande bepaald te worden door de hoogste frequentie f_m en door de verhouding S/C_p , en deze kan nooit groter worden dan $S/(C_1 + C_2)$ (zie fig. 3). De verhouding $S/(C_1 + C_2)$, die ook in andere versterkerschakelingen een belangrijke grootte blijkt te zijn, wordt meestal als het kwaliteitscijfer van de desbetreffende buis aangeduid. Eenvoudigheidshalve zullen we hiervoor in het vervolg S/C schrijven.

Als we eenmaal een buis met een zo gunstig mogelijk kwaliteitscijfer hebben uitgezocht, ligt de maximaal bereikbare versterking per trap ongeveer vast. We moeten zoveel trappen achter elkaar schakelen dat de totale versterking μ de gewenste grote waarde heeft. Komen we uit op meer dan twee trappen, wat speciaal bij coaxiale versterkers meestal het geval is, dan kunnen er complicaties optreden. De versterker kan nl. spontaan gaan oscilleren, wat we als volgt kunnen inzien. Een tegengekoppelde versterker heeft nog een tweede versterkingscircuit, het $\mu\beta$ -circuit, dat we zien ontstaan indien het tegenkoppelcircuit, bijv. bij C in fig. 2, wordt onderbroken, waardoor de klemmenparen p en q ontstaan. We nemen nu aan dat bij p

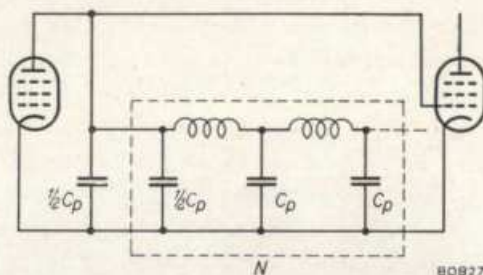


Fig. 4. Schakeling voor het verkrijgen van de grootst mogelijke constante versterking bij een gegeven bandbreedte. N is een laag doorlatend filter dat bij de hoogste te versterken frequentie afsnijdt. Het eerste element van N wordt gevormd door de halve parasitaire capaciteit $C_p/2$.

een klein spanningsverschil v ontstaat, bijv. door een parasitaire koppeling met een stoorsignaal, terwijl de ingangsspanning V_i op dat ogenblik nul is. Door het $\mu\beta$ -circuit ontstaat dan bij q de spanning $\mu\beta v$. De schakeling is dusdanig dat deze spanning bij q in tegenfase is met de spanning bij p (dit is juist het mechanisme van de tegenkoppeling), maar het is duidelijk dat het geheel kan gaan oscilleren wanneer bij de een of andere frequentie de uitgangsspanning een extra fazedraaiing van 180° krijgt en daardoor in fase raakt met de ingangsspanning, en bovendien in amplitude groter is dan deze.

De exacte voorwaarde voor oscilleren wordt gevonden in het criterium van Nyquist⁶⁾, dat we in het kort releveren. De verhouding tussen de uitgangsspanning en de ingangsspanning van een versterker is in het algemeen een complexe grootheid, die we als een punt in het complexe vlak kunnen uitzetten. Deze grootheid is een functie van de frequentie en met het variëren van de frequentie beschrijft het punt in het complexe vlak een kromme, die in het algemeen gesloten is, doordat de versterking zowel bij zeer lage als bij zeer hoge frequenties tot nul nadert. Nyquist bewijst nu dat de tegengekoppelde versterker niet zal oscilleren wanneer deze kromme het punt -1 op de reële as niet omsluit⁷⁾. Voor de praktijk moet men een strengere eis stellen, die neerkomt op wat hierboven is gezegd: een fazedraaiing kleiner dan 180° , zolang de versterking groter dan één is.

Dat er in ons geval grote kans op oscilleren is, zien we als we de fazedraaiing van elke versterktrap nagaan. Hieronder verstaan we het fazeverschil tussen in- en uitgangsspanning. Bij lage frequenties zal de anode-impedantie zich vrijwel als een weerstand gedragen. Bij frequenties gelijk aan of groter dan de hoogste over te brengen frequentie f_m echter blijkt uit (2) dat deze impedantie zuiver imaginair is, zodat bij frequenties gelijk aan of groter dan f_m de fazedraaiing 90° meer is dan bij lage frequenties. Met twee buizen zouden we dan bij de hoogste frequentie f_m juist tot de grens van oscilleren, 180° extra fazedraaiing in het $\mu\beta$ -circuit, kunnen komen. Meer dan twee buizen echter zouden een grotere hoek leveren, bij een versterking in het $\mu\beta$ -circuit die groter dan 1 zou kunnen zijn, en de versterker zou prompt gaan oscilleren.

We zijn hier terechtgekomen op een nieuw probleem, dat zo gesteld kan worden: hoe krijgen we in dit tweede versterkercircuit, dus van p naar q in fig. 2, niet alleen de grootst mogelijke versterking $\mu\beta$ over een gegeven frequentiegebied, maar ook een fazehoek van de versterking die niet groter dan 180° wordt voor al die frequenties waarbij $\mu\beta$ groter is dan 1?

Ook dit is door Bode theoretisch onderzocht. Uit dit onderzoek blijkt dat bij ieder netwerk, zonder dat men iets behoeft te weten over de configuratie of het aantal buizen van dat netwerk, een zeker verband tussen versterking en fazehoek moet bestaan. De hoek is in de eerste benadering evenredig met de mate waarmee de logarithme van de versterking verandert met de logarithme van de frequentie, dus

$$\varphi = c \frac{d \log \mu\beta}{d \log f} \cdot \dots \cdot (3)$$

⁶⁾ H. Nyquist, Bell Syst. tech. J. **11**, 126-147, 1932.

⁷⁾ Zie ook het in ⁴⁾ aangehaalde artikel van B. D. H. Tellegen.

Voor de exacte formule verwijzen wij naar ⁵⁾; de hier gegeven formule geldt voor gevallen waar $d \log \mu\beta / d \log f$, en dus φ , betrekkelijk langzaam met de frequentie variëren.

Om de versterker niet te laten oscilleren, moet $\varphi < 180^\circ$ zijn voor alle waarden van $\mu\beta$ die groter dan 1 zijn. Om de gedachte te bepalen, nemen we φ gelijk aan een constante φ_0 voor alle frequenties tussen de hoogste overgedragen frequentie f_m , waarbij $\mu\beta$ nog vrijwel maximaal is, en de frequentie f_0 waarbij $\mu\beta$ gelijk aan 1 is geworden. We kunnen dan de vergelijking (3) tussen f_0 en f_m integreren, en vinden:

$$\mu\beta_{\max} = \left(\frac{f_0}{f_m} \right)^{-\frac{\varphi_0}{c}}.$$

Bij een exacte berekening blijkt dat voor $\varphi_0 = -180^\circ$ en drie versterktrappen:

$$\mu\beta_{\max} = \left(\frac{4}{3} \frac{f_0}{f_m} \right)^2.$$

f_m kunnen we als gegeven beschouwen. De maximale waarde van $\mu\beta$, dwz. de maximale tegenkoppelfactor tussen $f = 0$ en $f = f_m$, is dus bekend wanneer we de frequentie f_0 kennen. Deze frequentie, waarbij $\mu\beta$ tot de waarde 1 is gedaald, is zo hoog dat de anode-impedanties van de diverse trappen vrijwel gelijk zijn aan die van de parasitaire capaciteiten. Ook in het tegenkoppelcircuit wordt β nagenoeg door de parasitaire capaciteiten bepaald. Als we, om de gedachte te bepalen, voor deze frequentie $\beta = 1$ stellen, is dus ook $\mu = 1$ en de versterking per trap is dan ook 1, zodat

$$\frac{S}{2\pi f_0 C_p} = 1, \text{ of } f_0 = \frac{1}{2\pi} \frac{S}{C_p}.$$

Doordat β , afhankelijk van de schakeling, gewoonlijk iets kleiner dan 1 is, valt f_0 iets kleiner uit, maar het belangrijkste is dat f_0 direct in verband staat met S/C , het kwaliteitscijfer van het buistype.

We komen zo tot het volgende resultaat. Bij gegeven buizen met een bepaalde S/C wordt de maximale tegenkoppeling $\mu\beta$ bepaald door de hoogste over te brengen frequentie f_m , en wel wordt $\mu\beta$ kleiner naarmate f_m toeneemt.

We zien dus dat het vergroten van de bandbreedte gaat ten koste van de tegenkoppeling, dus van de lineariteit en van de constantheid van de versterking. Naarmate de kwaliteit van de buizen, uitgedrukt in S/C , toeneemt, kunnen de bandbreedte en/of de tegenkoppeling vergroot worden.

Na deze principiële zaken zullen we enige praktische uitvoeringen iets nader bespreken.

Uitvoering van enige versterkers

Versterker voor symmetrische kabels (12-204 kHz)

In het voorgaande hebben we uiteengezet dat zowel van het ingangs- als van het uitgangsniveau de orde van grootte tamelijk bepaald is. Het ingangsniveau moet een bepaald bedrag boven de totale ruis liggen en het uitgangsvermogen moet door een buis van normale afmetingen ruimschoots geleverd kunnen worden. De resulterende versterking $1/\beta$ is dus bij benadering een gegeven grootte. Als verder de tegenkoppelfactor $\mu\beta$ is voorgeschreven, kan μ bepaald worden. μ is de versterking zonder tegenkoppeling, dus het product van alle versterkingen per trap. De numerieke waarden blijken dusdanig te zijn dat we met twee versterktrappen die voor alle frequenties in de over te dragen band dezelfde versterking hebben, niet uitkomen. Deze eis van eenzelfde versterking voor alle frequenties behoeft echter niet te worden gesteld: aangezien door de kabel de hoge frequenties sterker gedempt worden dan de lage, kan $1/\beta$ met afnemende frequentie afnemen. Dan moet, als we de tegenkoppeling constant willen houden, ook μ met afnemende frequentie afnemen, en wel omgekeerd evenredig met β , hetgeen in principe door onderling reciproke netwerken in het μ - en het β -circuit te verwezenlijken is⁸⁾. Door deze met dalende frequentie afnemende μ kunnen we bij de hogere frequenties hogere waarden van μ bereiken dan wanneer μ over het hele frequentiegebied constant was, en op deze manier zijn twee versterktrappen voldoende. Hierdoor bereiken we een aanzienlijke besparing ten opzichte van een drietrapsversterker, terwijl we ook aan de stabiliteitsvoorwaarde gemakkelijker kunnen voldoen, zoals hierboven is besproken. De in de band van 12 tot 204 kHz „oplopende” versterking van deze versterker is in fig. 5 tegen de frequentie uitgezet. Bij 204 kHz bedraagt de versterking 68 dB. De tegenkoppelfactor $\mu\beta$ is gelijk aan 32. Bij de tegenwoordig in gebruik zijnde symmetrische kabels kunnen deze versterkers bij een band van 12-204 kHz op onderlinge afstanden van maximaal 25 km geplaatst worden.

Bij deze versterker is een combinatie van stroom- en spanningstegenkoppeling toegepast. Dit dient om de impedantie van de versterker bij die van de kabels aan te passen en daardoor, zoals besproken is, het overspreekniveau laag te houden. Bij de spanningstegenkoppeling (zoals in fig. 2) zal de versterker bij veranderingen van de belastingsweerstand de spanning op de klemmen

vrijwel dezelfde houden. De aan de uitgangsklemmen gemeten inwendige weerstand is dan klein. Bij de stroomtegenkoppeling voeren we naar de ingangsklemmen terug een spanning die met de uitgaande stroom evenredig is. Hierdoor worden

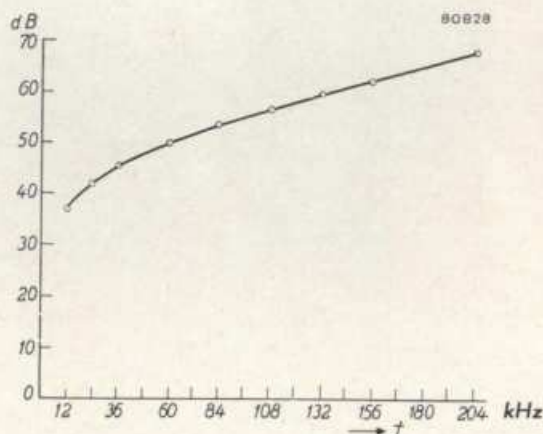


Fig. 5. De versterking van de versterker voor symmetrische kabels als functie van de frequentie. Om met twee versterktrappen toe te komen, heeft men de resulterende versterking met de frequentie doen oplopen.

in dit geval variaties in de uitgaande stroom onderdrukt, zodat de inwendige weerstand hoog is. Zonder nauwkeurige berekeningen uit te voeren, zal het duidelijk zijn dat door een combinatie van spannings- en stroomtegenkoppeling elke gewenste inwendige weerstand kan worden verkregen. (Men zou ook bij enkel stroom- of enkel spannings-tegenkoppeling aanpassing kunnen bereiken door een extra parallel- of serie weerstand van de juiste grootte aan te brengen. Dit geeft echter altijd energieverlies.)

In fig. 6 is een vereenvoudigd schema van de versterker getekend. We zien de gemengde tegenkoppeling: de stroomtegenkoppeling komt over de

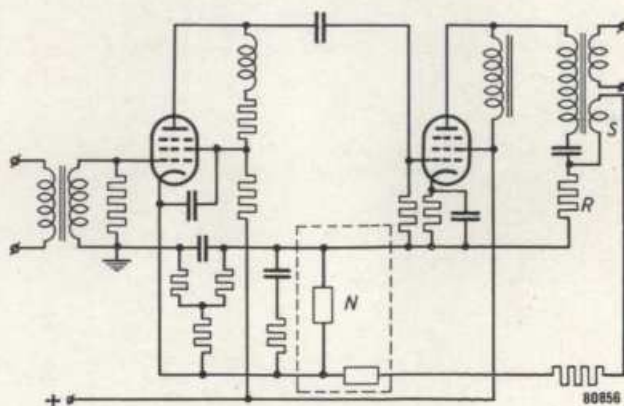


Fig. 6. Vereenvoudigd schema van de tweetrapsversterker voor symmetrische kabels. De weerstand R geeft een stroomtegenkoppeling, de secundaire wikkeling S bewerkstelligt de spanningstegenkoppeling. Het egalisatienetwerk N zorgt voor een vlakke frequentiecarakteristiek van de kabel plus versterker.

⁸⁾ Zie H. van de Weg, Het egaliseren van telefoonkabels, Philips techn. T. 7, 184-191, 1942.

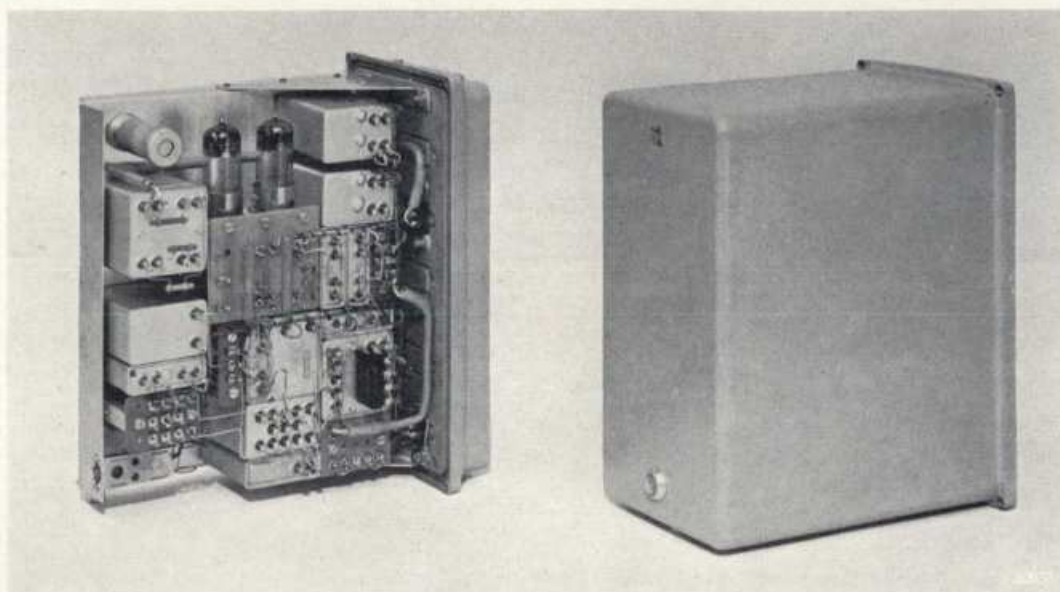


Fig. 7. De tweetrapsversterker voor symmetrische kabels.

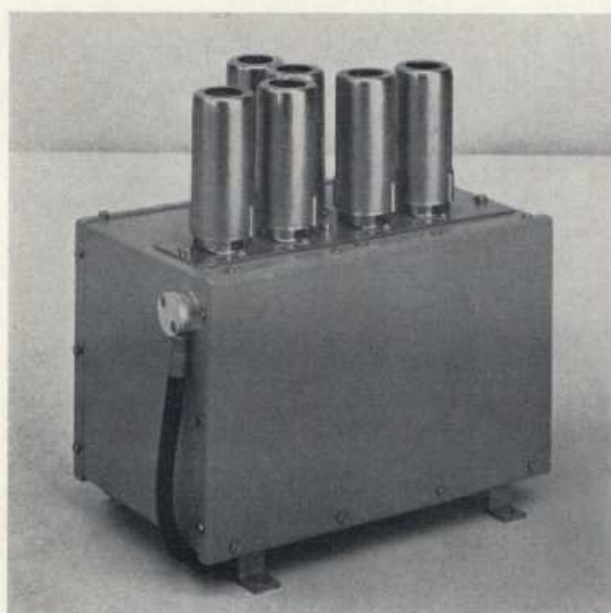
weerstand R tot stand en de spanningstegenkoppeling door de secundaire wikkeling S op de uitgangstransformator. Het zg. egalisatienetwerk N dient om de totale karakteristiek van de kabel plus versterker vlak te maken; hiermee wordt $1/\beta$ dus zodanig gevarieerd dat bij alle frequenties de resulterende versterking de kabeldemping juist opheft.

Fig. 7 geeft een foto van deze versterker. Alle aansluitingen bevinden zich op het voorpaneel; ook de buizen kunnen hier worden verwisseld. Men

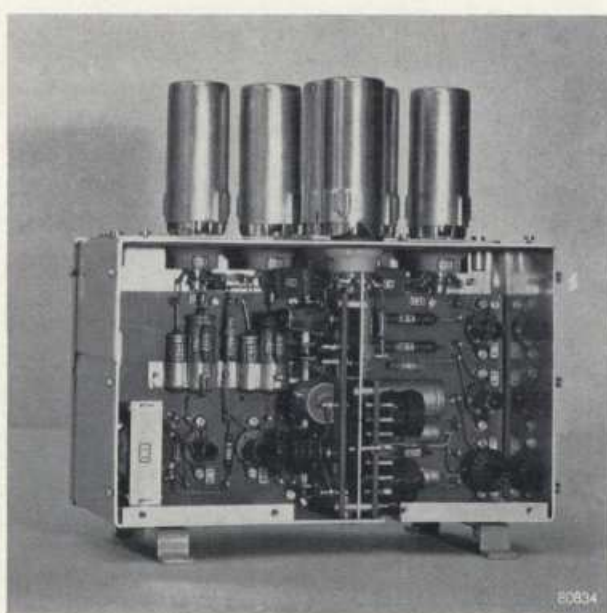
kan dus een groot aantal van deze versterkers boven elkaar in een rek bouwen.

Een versterker voor coaxiale kabels (300-4200 kHz)

Als tweede voorbeeld bespreken we een lijnversterker voor coaxiale kabels. Deze versterker is weergegeven in fig. 8. Hij is ontworpen voor de frequentieband 300 tot 4200 kHz en heeft drie trappen. De hoogste frequentie ligt zoveel hoger dan in het zoëven besproken geval dat zelfs bij oplopende versterking voor een tweetrapsverster-



a



b

Fig. 8. Versterker voor coaxiale kabels. a) voorkant, b) achterkant.

ker de te bereiken waarde van μ te laag zou zijn. Uit het schema, dat in *fig. 9* is afgebeeld, zien we dat alleen stroomtegenkoppeling is toegepast over de impedantie Z . Verder valt op te merken dat de koppellementen tussen de buizen tamelijk

geval 900 kanalen aan één enkele versterker zijn toevertrouwd. *Fig. 10* laat zien wat er gebeurt als van de parallelgeschakelde extrabuizen er 1, 2 of 3 buizen buiten werking worden gesteld. Zelfs in het laatste, zeer extreme, geval is de verandering van

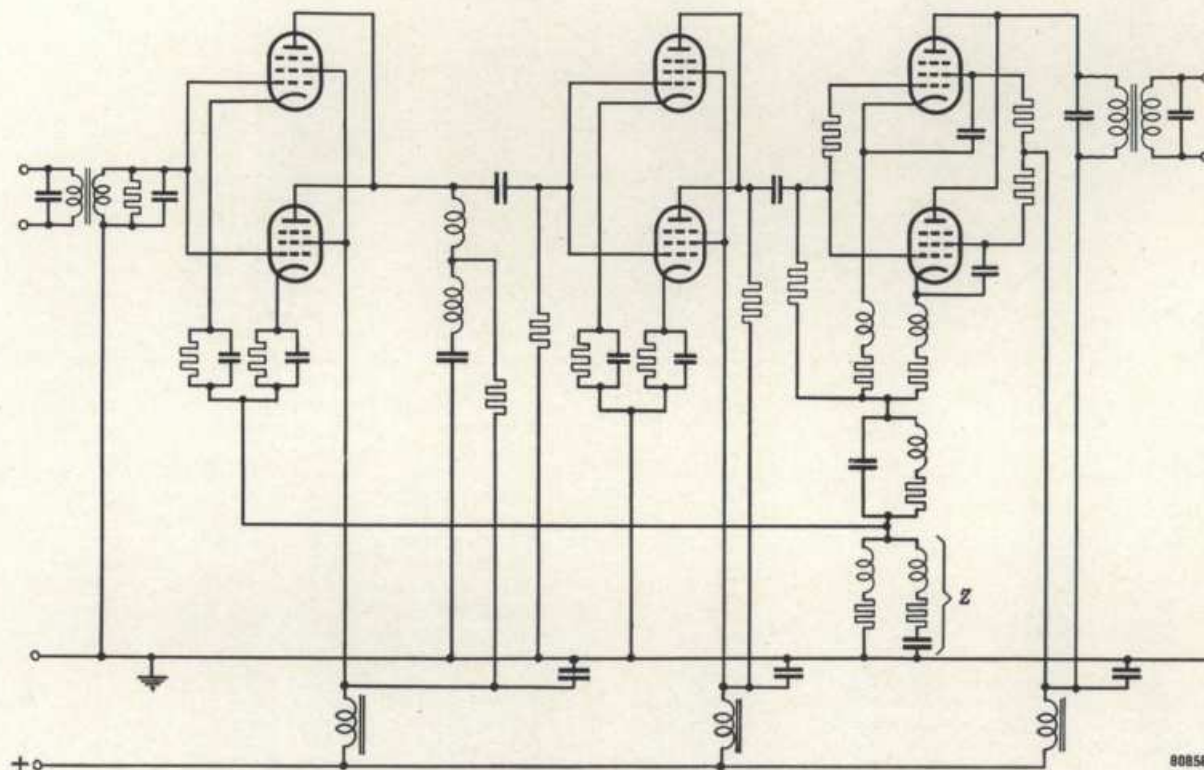


Fig. 9. Vereenvoudigd schema van de versterker voor coaxiale kabels. De stroomtegenkoppeling geschiedt over de impedantie Z . De buizen zijn dubbel uitgevoerd. De koppellementen zijn zodanig dat ongeveer 80 % van de theoretische maximale waarde van $\mu\beta$ bereikt wordt.

ingewikkeld zijn. Dit is nodig om de hierboven besproken theoretische waarde voor de tegenkoppel-factor $\mu\beta$ zo dicht mogelijk te benaderen.

Alle buizen zijn dubbel uitgevoerd, hetgeen ook wel noodzakelijk is, als we bedenken dat er in dit

de versterking nog niet groter dan ca. 1 dB, dank zij de tegenkoppeling. We zien dat de totale versterking tussen 300 en 4200 kHz ongeveer 41 dB is en, met alle buizen in werking, binnen 0,1 dB constant.

Zoals we gezien hebben, is van de tegenkoppel-factor $\mu\beta$ zowel de amplitude als de fase van belang. Deze grootte is daarom in *fig. 11* in een polair diagram uitgezet. We zien dat $\mu\beta$ in de te versterken band ongeveer constant is en 30 dB ($31 \times$) bedraagt, en dat daarboven de amplitude bij een fazehoek van ongeveer -150° beneden 1 daalt, zodat het punt $(-1, 0)$ (versterking 1 bij fazedraaiing van 180°) geheel buiten de kromme valt. Volgens het voorgaande is dus voldaan aan de voorwaarde voor niet oscilleren. We zien ook dat daarvoor het gedrag van de versterker tot frequenties van omstreeks 50 MHz van belang is ⁹⁾.

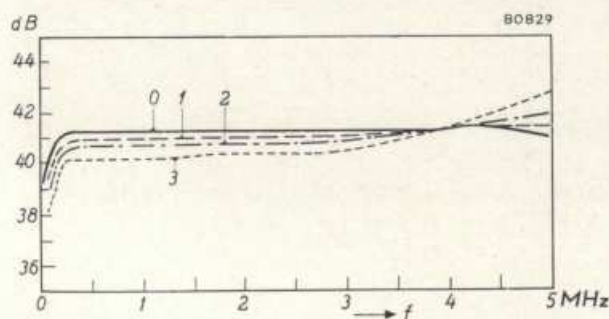


Fig. 10. De versterking als functie van de frequentie bij de versterker voor coaxiale kabels: 0 met alle buizen in werking (de versterking is dan van 0,3 tot 4,2 MHz binnen 0,1 dB constant); 1 bij uitvallen van een buis in één trap; 2 idem in twee trappen; 3 idem in drie trappen. In dit laatste geval is de afwijking nog maar 1 dB.

⁹⁾ Zie ook G. Thirup, Een instrument voor het meten van complexe spanningsverhoudingen bij frequenties van 1 tot 100 MHz, Philips techn. T. 14, 142-157, 1952.

Bij deze frequenties kunnen parasitaire effecten namelijk zeer hinderlijk zijn. Een draadje van 10 cm lengte vertegenwoordigt hier een inductieve impedantie van omstreeks 30 Ω . We moeten dus zorgvuldig monteren en in het algemeen de verbindingen zo kort mogelijk houden.

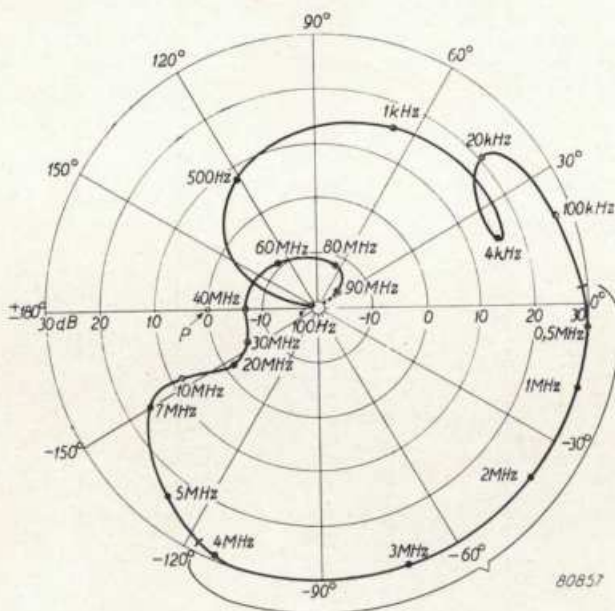


Fig. 11. Fazediagram van de grootheid $\mu\beta$ van de versterker voor coaxiale kabels. In de te versterken band is $\mu\beta$ ongeveer 31, dit gedeelte is met een accolade aangegeven. Omdat nogal grote verhoudingen voorkomen, is de amplitude in dB (dus logaritmisch) uitgezet (20 dB is een factor 10). Het punt P (0 dB, 180°) ligt duidelijk buiten de kromme, zodat de versterker volgens het criterium van Nyquist niet kan oscilleren. We zien dat het, om dit te kunnen toetsen, nodig is dat we $\mu\beta$ tot frequenties van ongeveer 50 MHz kennen.

De in fig. 8 weergegeven foto's van deze versterker geven een indruk van de wijze van monteren. De buishouders staan zo dicht mogelijk bij elkaar en de koppel-elementen zijn hiertussen aangebracht. Capacitieve koppeling tussen de buizen onderling is vermeden door in het chassis twee montageplaten op te nemen, die samen een kruis vormen, en door de buishouders op de juiste wijze boven deze beide gekruiste platen op te stellen.

Samenvatting. Bij draaggolftelefonie over kabels moeten ten gevolge van de kabeldemping op bepaalde onderlinge afstanden in de kabel lijnversterkers worden geplaatst, die over een grote bandbreedte een zeer stabiele en zeer lineaire versterking kunnen realiseren. Het blijkt dat, bij gegeven bandbreedte, zowel de koppelimpedantie tussen de buizen van een dergelijke versterker als de grootte van de versterking per trap, in hoofdzaak door het kwaliteitscijfer S/C van de buizen wordt bepaald. Voor het vergroten van de lineariteit en het verminderen van versterkingsvariaties wordt tegenkoppeling toegepast. Aangevoerd wordt dat ook voor de grootte van de tegenkoppeling een dergelijke begrenzing geldt; gaat men daarboven, dan zal, door het uit fase raken van de tegenkoppeling bij zeer hoge frequenties, de versterker gaan oscilleren.

Deze beschouwingen worden toegepast op de twee in de moderne draaggolftelefonie gebruikelijke kabeltypen, de symmetrische en de coaxiale kabel. Voor beide typen wordt een versterker besproken. De versterker voor symmetrische kabels versterkt van 12-204 kHz, dit is de vereiste bandbreedte voor 48 kanalen. Door de resulterende versterking met de frequentie te doen toenemen, kan men met twee versterktrappen volstaan. Voor het verkrijgen van een juiste uitgangsimpedantie wordt een combinatie van stroom- en spanningstegenkoppeling toegepast. De maximale versterking is 68 dB bij een tegenkoppelfactor van 32. De versterker voor coaxiale kabels heeft in de band van 0,3 tot 4,2 MHz (waarin ruim 900 kanalen gelegd kunnen worden) een constante versterking van 41 dB bij een tegenkoppelfactor 31. Hier zijn drie trappen noodzakelijk. Alle buizen zijn dubbel uitgevoerd voor het verkrijgen van een grote betrouwbaarheid. Bij de constructie zijn speciale voorzorgen genomen voor het verminderen van de parasitaire effecten.

OVERZICHT VAN RECENTE WETENSCHAPPELIJKE PUBLICATIES DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

Van deze publicaties, voor zover niet met een sterretje * gemerkt, verstrekt de Administratie van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven, op aanvraag overdrukken.

- 2142:** H. C. Hamaker: "Average confidence" limits for binomial probabilities (Rev. Int. Statist. Inst. **21**, 17-27, 1953, No. 1-2).

Een nader onderzoek van de „betrouwbaarheids-grenzen" van binomiale waarschijnlijkheden, zoals deze gewoonlijk worden aangenomen, toont dat deze grenzen zodanig zijn vastgelegd dat zelfs in de ongunstigste omstandigheden het percentage juiste beslissingen nooit kleiner is dan het voorgeschreven „betrouwbaarheidsniveau". Voor de industriële praktijk behoeft men er niet van uit te gaan dat men altijd met deze ongunstigste omstandigheden te maken zal hebben. Het is dan verstandig de grenzen te wijzigen in dier voege dat het percentage juiste beslissingen gemiddeld gelijk aan het betrouwbaarheidsniveau wordt. De grenzen van „gemiddelde betrouwbaarheid" waartoe de schrijver in dit onderzoek komt, zijn met dit doel opgesteld. Zij bepalen een gebied van „gemiddelde betrouwbaarheid" dat nauwer is dan hetwelk gewoonlijk wordt gebruikt.

- 2143:** F. van Tongerloo: Magnetische en diëlectrische rekenmachine-elementen (T. Ned. Radiogenootsch. **18**, 265-285, 1953, No. 5-6).

Een overzicht van de toepassingsmogelijkheden van magnetische en diëlectrische materialen met een „rechthoekige" hysteresislus. Het eerste gedeelte behandelt schakelingen waarbij de eis gesteld wordt dat de verhouding van remanentie tot verzadiging een grote waarde heeft; het tweede gedeelte beschrijft de schakelingen waarbij de rechthoekigheid („squareness ratio") van belang is. Het artikel bevat geen nieuwe ontwikkelingen.

- 2144*:** E. J. W. Verwey: New developments in synthetic ceramics (Proc. Int. Symp. on reactivity of solids, Gothenburg 1952, Elan- ders Bocktryckeri A.B., Göteborg 1953, pp. 703-715).

Bespreking van enkele nieuwe synthetische keramische stoffen, zoals de magnetisch interessante keramische materialen Ferroxcube en Ferroxdure, de om hun diëlectrische eigenschappen belangrijke systemen $\text{TiO}_2\text{-Al}_2\text{O}_3$, NaCl-CaCl_2 en het als weerstandsmateriaal belangrijke systeem $\text{Fe}_2\text{O}_3\text{-TiO}_2$.

- 2145:** J. Smit en J. Volger: Spontaneous Hall effect in ferromagnetics (Phys. Rev. **92**, 1576-1577, 1953, No. 6).

De coëfficiënten A_H (normale Hall-coëfficiënt) en ϱ_{SH} (spontaan Hall-effect) in de vergelijking voor het Hall-effect voor ferromagnetica:

$$E_y/i_x = A_H \cdot B_z + \varrho_{SH},$$

zijn gemeten bij 16 preparaten van nikkel en nikkel-legeringen in velden tot 14 000 gauss ($1,4 \text{ Wb/m}^2$) en bij drie temperaturen (20°K , 77°K en 290°K). Het blijkt dat ϱ_{SH} ruwweg evenredig is met de specifieke weerstand ϱ (met een factor van de orde 10^{-2}) en nul is voor het zuiverste Ni-preparaat bij 20°K . Er wordt aangetoond dat dit laatste in overeenstemming is met de theorie.

- 2146:** H. P. J. Wijn: Frequency-dependence of magnetization processes in ferrites and its relation to the distortion caused by ferrite (Soft magnetic materials for telecommunications, Pergamon Press, Londen 1953, pp. 51-63).

Magnetisatiekrommen van ferrieten zijn gemeten met de frequentie als parameter. Het blijkt dat er twee soorten dispersie optreden. Het verband tussen de dispersiefrequentie van de beginpermeabiliteit μ_i en de waarde van μ_i bij lage frequentie is onderzocht bij nikkel-zinkferrieten met variërend zinkgehalte. De grootste bijdrage tot μ_i is afkomstig van de draaiingen van de spinvectoren in de Weiss-gebieden. Dispersie van de permeabiliteit bij velden van de orde van de coërcitiefkracht treedt steeds op bij lage frequenties. Deze permeabiliteit wordt toegeschreven aan irreversibele Bloch-wandverschuivingen. Een gevolg van de laatstgenoemde dispersie is dat de distorsie, veroorzaakt door spoelen met ferrietkern, kan afnemen met toenemende frequentie en zelfs nul kan worden. De totale verliezen zijn gemeten als functie van de inductie en van de frequentie. Het verband tussen distorsie en hysteresisweerstand wordt besproken.

- 2147:** J. D. Fast en M. B. Verrijp: Diffusion of nitrogen in iron (J. Iron and Steel Inst. **176**, 24-27, 1954, No. 1).

De diffusiecoëfficiënt van stikstof in α -ijzer bij

500 °C en 600 °C wordt afgeleid uit metingen van de desorptiesnelheid van stikstofhoudende ijzerdraden in waterstof, waarbij de concentratieverhouding bepaald werd uit de inwendige wrijving. Extrapolatie tot 21,5 °C en 9,5 °C levert waarden voor de diffusieconstante D , die behoorlijk overeenstemmen met de waarden die direct uit metingen van de inwendige wrijving worden afgeleid. Dit is een belangrijke indicatie voor de juistheid van de theorie Snoek en Polder over de inwendige demping door opgeloste koolstof en stikstof. De diffusiecoëfficiënt van stikstof in α -ijzer kan worden voorgesteld door de formule:

$$D = 6,6 \cdot 10^{-3} \exp(-18\,600/RT) \text{ cm}^2/\text{s}.$$

De diffusie van stikstof in γ -ijzer bij 950 °C blijkt veel langzamer te gaan dan die in α -ijzer.

- 2148***: H. Bruining: Physics and applications of secondary electron emission (Pergamon Press, Londen 1954, XII + 178 pp., 129 fig.).

Dit boek bevat een overzicht van de physica en van de technische toepassingen der secundaire elektronenemissie (s.e.). In de eerste zeven hoofdstukken worden de fysische aspecten van de s.e. besproken: H. 1: inleiding; H. 2: meetmethodes; H. 3 en H. 4: numerieke resultaten (metalen en verbindingen); H. 5: invloed van geadsorbeerde vreemde atomen op de s.e.; H. 6 en H. 7: mechanisme van de s.e. Een volledige theorie bestaat nog niet. Daarom worden verschillende manieren vermeld om het probleem te benaderen. In de volgende hoofdstukken worden toepassingen behandeld. H. 8: stroomversterking door elektronenvermenigvuldiging. H. 9: opheffen van storingen veroorzaakt door s.e. H. 10: inlichtingen voor het bewaren van informatie door het ophopen, op een isolerend oppervlak, van door s.e. verkregen ladingen. De literatuurlijst omvat ca. 400 aanhalingen.

- 2149**: K. ter Haar en J. Bazen: The titration of Al with complexone III at a p_H 3.5 (Anal. chim. Acta **10**, 23-28, 1954, No. 1).

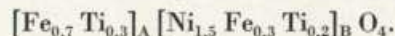
Beschrijving van een titratiemethode voor aluminium, gebaseerd op de reactie van Al en „Komplexon III” (di-natriumzout van ethyleendiaminetetra-azijnzuur) bij p_H 3,5-4,3. Na ruime toevoeging van Komplexon III wordt het teveel teruggetitreerd met behulp van thoriumnitraat, met „Alizarine S” als indicator. De reactie is niet exact stoichiometrisch, maar niettemin zeer goed reproduceerbaar. De correctiefactor bedraagt ca. 1%.

- 2150**: K. ter Haar en J. Bazen: The titration of bismuth with complexone III at p_H 2.0-2.8 (Anal. chim. Acta **10**, 108-112, 1954, No. 2).

Beschrijving van een titratiemethode voor bismuth door toevoeging van overmaat „Komplexon III” en terugtitreren van het teveel bij p_H 2,0-2,8 met thoriumnitraat en „Alizarine S” als indicator (zie **2149**). De nauwkeurigheid bedraagt ca. 0,3%. Door een doelmatige keuze van de p_H kunnen de meeste storende elementen worden geëlimineerd, maar bij p_H 2,0 storen Fe en Ni nog en Cu in geringe mate. De aandacht wordt gevestigd op het feit dat bij p_H 2,0 bismuth misschien direct kan worden getitreerd met „Komplexon III”, bij aanwezigheid van overmaat tartraat, met thio-ureum als indicator. Deze methode kan van nut zijn bij aanwezigheid van Sn en Sb.

- 2151**: E. W. Gorter: Ionic distribution deduced from the g -factor of a ferrimagnetic spinel: Ti^{4+} in fourfold coordination. (Nature **173**, 123, 1954, 16 Jan.).

Bij ferromagnetische oxyden met spinelstructuur kan men, waar röntgendiffractie tekortschiet, de verdeling der metaalionen over de tetraëdrisch omringde (A) en octaëdrisch omringde (B) holten bepalen uit magnetische gegevens, te weten het verzadigingsmoment en de g -factor $g = 2M_{\text{tot}}/M_{\text{spin}}$, waarin M_{tot} het totale magnetische moment voorstelt en M_{spin} het deel dat op rekening van de spins alleen komt. Wegens de negatieve plaatsruilwisselwerking bij ferrieten zijn de M 's gelijk aan het verschil $M_A - M_B$ van de beide ionensoorten. Zo werd voor een ferriet $Ni_{1,5}^{2+} Fe_{0,5}^{3+} Ti_{0,5}^{4+} O_4^{2-}$ gevonden dat de verdeling beantwoordt aan de formule



- 2152**: K. Heijne, P. Schagen en H. Bruining: Television pick-up tube for both light and X-ray pictures (Nature **173**, 220, 1954, 30 Jan.).

Korte beschrijving van een opneembuis voor televisie met een scherm van geactiveerd loodoxyde, aangebracht op een venster van „Pyrex” glas, dat wordt afgetast met een elektronenstraal van kleine snelheid. De lichtgevoeligheid (met maximum in het blauw) is 100 tot 200 $\mu\text{A/lumen}$ voor licht met een kleurtemperatuur van 2500 °K. Wegens de grote absorptiecoëfficiënt van lood voor röntgenstralen (5% absorptie in een laag van 5 μ bij 70 kV, filter 5 mm Al) is de buis ook in staat een direct röntgenbeeld te leveren. Als voorbeeld worden foto's gegeven van kleine voorwerpen, zowel met opvallend licht als met doervallende röntgenstralen. Zie ook Philips techn. T. **16**, 43-45, 1954 (No. 2).

- 2153:** R. van der Veen en J. Daams: Experiments on growth of *Helianthus* seedlings (Proc. Kon. Ned. Akad. Wetensch. Amsterdam Serie C **37**, 81-91, 1954, No. 1).

De groei van stengeldelen van zonnebloemzaailingen werd nagegaan in licht en in donker. Het blijkt dat de groei van de groene stengeldelen wordt geregeld door een fotomechanische reactie. Het gevolg van deze reactie is een snellere vorming van organische fosfaten, waardoor, bij aanwezigheid van auxine, de groei wordt versneld. De toeneming van het organische fosfaatgehalte wordt niet veroorzaakt door een vergroting van de ademhaling, daar deze door licht niet wordt beïnvloed. Dit laatste is afgeleid uit het feit dat bij stengeldelen die geen chlorophyl bevatten, geen beïnvloeding van de ademhaling door licht is geconstateerd, terwijl er geen redenen zijn aan te nemen dat dit anders zal zijn bij aanwezigheid van chlorophyl. Waarschijnlijk ontstaat organisch fosfaat door fotosynthese. Een nadere mededeling over een onderzoek van de spectrale gevoeligheid, dat deze opvatting bevestigt, wordt in uitzicht gesteld.

- 2154:** A. Claassen, L. Bastings en J. Visser: A highly selective procedure for the spectrophotometric determination of aluminium with 8-hydroxyquinoline and its application to the determination of aluminium in iron and steel (Anal. chim. Acta **10**, 373-385, 1954, No. 4).

Aluminiumhydrochinolaat kan met behulp van chloroform quantitatief worden geëxtraheerd uit een ammoniakale oplossing die hydroxydinoline, „Komplexon” en een cyanide bevat. Een aantal andere elementen worden eveneens geëxtraheerd, namelijk Ti, V, Ta, Nb, U, Zr, Ga, Sb, Bi, In en sporen van Be. Aluminium kan van de eerste vijf der genoemde elementen worden gescheiden door extractie in een ammoniakale oplossing die waterstofperoxyde bevat. Zn, Ga, Bi en Sb kunnen worden verwijderd door een cupferronextractie, indium door extractie met di-ethyldithiocarbamaat, Be door extractie met hydroxychinoline bij $p_H=5$. De voorgestelde methode veroorlooft een vrijwel specifieke fotometrische bepaling van aluminium. Als toepassing wordt de bepaling beschreven van sporen en grotere hoeveelheden aluminium in staalsoorten non-ferrolegeringen en in glas.

- R 210:** C. G. J. Jansen en R. Loosjes: Graphs for a rapid calculation of the work function of thermionic emission (Philips Res. Rep. **8**, 81-90, 1953, No. 2).

Uitgegaan wordt van de emissieformule van Richardson in een van de beide vormen $j_s = A_0 T^2 \exp(-e\varphi/kT)$ of $j_s = AT^2 \exp(-e\varphi_0/kT)$, waarin j_s de verzadigingsstroomdichtheid van de thermische emissie is, φ de uitreepotentiaal bij temperatuur T , φ_0 idem bij $T = 0$, e de lading van het electron, k de constante van Boltzmann en $A_0 = 120 \text{ A/cm}^2$. De laatste vorm houdt ook rekening met het feit dat φ afhangt van T , doordat de constante A in het algemeen verschilt van A_0 . De schrijvers geven de voorkeur aan de eerste vorm, waaruit de afhankelijkheid van φ van de temperatuur T kan worden afgeleid. j_s wordt gemeten met een snelle oscillografische methode. Door meting van φ bij een aantal temperaturen kunnen desgewenst ook φ_0 en A worden bepaald. Een aantal grafieken, die berekeningen overbodig maken, zijn toegevoegd.

- R 211:** C. M. van den Burgt: Dynamical physical parameters of the magnetostrictive excitation of extensional and torsional vibrations in ferrites (Philips Res. Rep. **8**, 91-132, 1953, No. 2).

Rektrillingen en torsietrillingen kunnen gemakkelijk langs magnetostrictieve weg worden opgewekt in niet-geleidende ferromagnetische materialen zoals ferrieten. Een eenvoudige experimentele methode maakt een snelle bepaling van de dynamische elastische en magnetische constanten mogelijk. De samengestelde natuur van deze constanten wordt besproken en een samenvattend overzicht gegeven van de vier stellen simultane vergelijkingen die de magnetostrictie beheersen. Besproken wordt het adiabatische geval bij willekeurige depolarisatie. In redelijke overeenstemming met de theorie, blijken de gevoeligheidsconstante en de magnetomechanische koppelingscoëfficiënt van diverse nikkel-zinkferrieten van dezelfde orde van grootte te zijn als die van de gewone metallische magnetostrictieve materialen. Bovendien blijken deze ferrieten van het type Ferroxcube IV een veel kleinere elastische demping te vertonen bij ultrasone frequenties. Bij 50 kHz werden kwaliteitsfactoren Q tot 15 000 toe gevonden. De variatie van de elastische en de magnetische restverliezen, als functie van de frequentie en van de voorpolarisatie, wordt besproken. Een groot deel van de totale elastische verliezen bij optimale voorpolarisatie wordt gevormd door macroscopische magneto-elastische verliezen ten gevolge van de langs magnetostrictieve weg veroorzaakte macropolarisatie. De experimenteel gevonden correlatie tussen het geleidingsvermogen en de elastische en magnetische verliezen wordt verklaard op grond van langs elastische en magnetische weg opgewekte

microdeformaties, die aanleiding geven tot een electronendiffusieproces. De orde van grootte van het moleculaire veld kan worden afgeleid uit de invloed van het magnetocalorisch effect op de magneto-elastische constanten in de nabijheid van de verzadiging.

R 212: S. Duinker: An approximate graphical analysis of the steady-state response of non-linear networks (Philips Res. Rep. 8, 133-147, 1953, No. 2).

Het gedrag van niet-lineaire netwerken die spoelen met ijzerkern bevatten, bij gelijktijdige wissel- en gelijkstroommagnetisatie, wordt geanalyseerd met behulp van een grafische benaderingsmethode. Aangetoond wordt dat onder verschillende omstandigheden sprongverschijnselen (ferroresonantie) optreden als de netwerkparameters geleidelijk worden gewijzigd. Instabiliteiten treden op in een zwak gedempte niet-lineaire serie-*LCR*-keten, gevoed door een wisselspanningsbron, en ook in een zwak gedempte parallel-*LCR*-keten, gevoed door een wisselstroombron. Men kan drie soorten sprongen onderscheiden, afhankelijk van het feit of een sprong overeenkomt met de overgang van een capacatieve naar een capacatieve of naar een inductieve toestand en vice versa, en verder afhankelijk van het aantal mogelijke stabiele toestanden. Er wordt op gewezen dat de analyse niet beperkt is tot de bijzondere configuratie van de beschouwde niet-lineaire spoelen, maar dat zij ook van toepassing is op systemen die capaciteiten of weerstanden bevatten, met een niet-lineaire, radiaalsymmetrische karakteristiek. De verkregen resultaten zijn van waarde in verband met het onderzoek naar de invloed van weerstandsbelasting of reactieve belasting van magnetische en diëlectrische versterkers en in verband met de toepassing van sprongverschijnselen in „ferroresonantie-flipflap-schakelingen”.

R 213: W. K. Westmijze: Studies on magnetic recording, Part I (Philips Res. Rep. 8, 148-157, 1953, No. 2).

Behandeld worden enige fysische en wiskundige problemen betreffende de magnetische registratie, in het bijzonder die welke optreden bij het vastleggen van geluid op de magnetofonband, waar een strenge evenredigheid tussen het originele en het gereproduceerde signaal vereist is. In deze

inleiding wordt een kort overzicht gegeven van het principe van enkele technische details en van de ontwikkelingsgeschiedenis. Daarbij wordt gewezen op de onderlinge afhankelijkheid van de te behandelen problemen.

R 214: W. K. Westmijze: Studies on magnetic recording, Part II (Philips Res. Rep. 8, 161-183, 1953, No. 3).

Berekening van het veld vóór de spleet van eenvoudige types opneemkoppen, opgevat als tweedimensionaal potentiaalprobleem. Met behulp van het reciprociteitsbeginsel wordt de magnetische flux door de spoel van een weergeefkop berekend, indien een sinusoidaal gemagnetiseerde band langs de spleet wordt bewogen. Aangetoond wordt dat de bekende formule voor de verliezen in de spleet, $nl \cdot (\sin 2\pi l/\lambda)/(2\pi l/\lambda)$, waarin l de lengte is van de spleet en λ de golflengte op de band, slechts in een bepaald theoretisch geval geldt. Een meer algemene formule wordt afgeleid.

R 215: E. S. Rittner: A theoretical study of the chemistry of the oxide cathode (Philips Res. Rep. 8, 184-238, 1953, No. 3).

Diepgaande theoretische analyse van de chemische processen in de oxydekathode, gebaseerd op thermochemie en diffusietheorie. De behandeling gaat uit van de algemeen bekende onderstelling dat voor het activeren een overmaat barium nodig is. Daarom wordt onderzocht welke elementen van voldoende reducerend vermogen als activatoren in aanmerking komen. Deze zijn: thorium, magnesium, beryllium, hafnium, scandium, yttrium, samarium, neodymium, praseodymium, lanthanum, zirconium, uranium, aluminium, silicium, koolstof en mogelijk ook titanium en cerium. Een gedetailleerde analyse van factoren die de productie van vrij barium bepalen, brengt aan het licht dat het gunstigste reactiemechanisme dat is waarbij de reactiesnelheid wordt begrensd door de diffusiesnelheid van de activator in het grondmateriaal. Het vrije barium vindt zijn weg naar de afzonderlijke oxydekristallen, in de damp via het proces der Knudsen-stroming, en in de kristallen zelf door diffusie. Een belangrijke voorwaarde voor deze diffusie is dat de oxydelaag moet zijn opgebouwd uit een poreuze fijnkorrelige massa. Verder wordt de verdamping van barium gedurende de levensduur van de kathode besproken.